



Mesure de la section efficace de production des quarks
beaux et charmés à partir de leur désintégration
semi-leptonique en électrons avec l'expérience ATLAS
dans les collisions protons-protons à $\sqrt{s} = 7$ TeV au
LHC

Stefania Bordini

► To cite this version:

Stefania Bordini. Mesure de la section efficace de production des quarks beaux et charmés à partir de leur désintégration semi-leptonique en électrons avec l'expérience ATLAS dans les collisions protons-protons à $\sqrt{s} = 7$ TeV au LHC. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2011. Français. NNT : . tel-00707853

HAL Id: tel-00707853

<https://theses.hal.science/tel-00707853>

Submitted on 13 Jun 2012

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE de DOCTORAT
de L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE

présentée par

Stefania Bordoni

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE

Spécialité :

La physique de la particule à la matière condensée (ED 389)

**Mesure de la section efficace de production des
quarks beaux et charmés à partir de leur
désintégration semi-leptonique en électrons avec
l'expérience ATLAS dans les collisions
protons-protons à $\sqrt{s} = 7$ TeV au LHC**

Soutenue le 16 septembre 2011 devant le jury composé de :

CACCIARI	Matteo	
DONEGA	Mauro	
MONTEIL	Stéphane	Rapporteur
PAIN	Reynald	
RIDEL	Mélissa	Directrice de thèse
SEEZ	Chris	Rapporteur
TRINCAZ-DUVOID	Sophie	Invitée

Table des matières

Introduction	1
1 Le contexte théorique et expérimental	5
1.1 Le modèle standard	5
1.1.1 Les constituants élémentaires	5
1.1.2 De l'électrodynamique quantique à la théorie électrofaible	7
1.1.3 La chromodynamique quantique	11
1.1.4 Le lagrangien du modèle standard	13
1.1.5 Le mécanisme de Higgs	14
1.1.6 La physique au-delà du modèle standard	19
1.2 Le <i>Large Hadron Collider</i>	19
1.2.1 La physique auprès du LHC	19
1.2.2 Le <i>Large Hadron Collider</i>	20
1.2.3 La luminosité et quelques autres paramètres importants pour la prise de données	21
1.2.4 Le démarrage du LHC	24
2 Le détecteur ATLAS	27
2.1 Quelques généralités	28
2.2 Les champs magnétiques	29
2.3 Le détecteur interne	29
2.3.1 Le détecteur à pixels	32
2.3.2 Le détecteur à micro-pistes de silicium	32
2.3.3 Le trajectographe à radiations de transition	32
2.4 Les calorimètres	33
2.4.1 Les calorimètres à Argon Liquide	33
2.4.2 Le calorimètre hadronique à tuiles	40
2.5 Le spectromètre à muons	40
2.5.1 Chambres de détection	43
2.5.2 Chambres de déclenchement	43
2.6 Le système de déclenchement	44
2.7 Les performances du détecteur ATLAS	45
2.7.1 Le démarrage et les performances en 2010	45
3 Impact de la calibration de la chaîne de lecture électronique sur la reconstruction de l'énergie des cellules du calorimètre électromagnétique	51
3.1 L'électronique de lecture	51
3.1.1 L'électronique frontale	52

TABLE DES MATIÈRES

3.1.2	L'électronique arrière	54
3.2	La reconstruction de l'énergie des cellules	54
3.2.1	Signal de calibration et signal d'ionisation	55
3.2.2	Les runs de piédestaux ou <i>pedestal runs</i>	56
3.2.3	Les runs de délais ou <i>delay runs</i>	57
3.2.4	Les runs de rampe ou <i>ramp runs</i>	58
3.2.5	La technique du filtrage optimal ou de l' <i>Optimal Filtering</i>	59
3.2.6	Les coefficients de conversions	61
3.2.7	Stabilité des coefficients	61
3.3	Étude de l'impact des variations des constantes de calibration électronique sur la reconstruction de l'énergie des cellules	61
3.3.1	Stratégie d'analyse	63
3.3.2	Reconstruction de l'énergie vraie	64
3.3.3	Impact sur la reconstruction du signal de calibration	65
3.3.4	Impact sur la reconstruction du signal d'ionisation	73
3.3.5	Systématique de l'analyse	83
3.3.6	Étude des comportements non gaussiens	88
3.4	Conclusions	91
4	De la reconstruction des événements aux analyses de physique avec le détecteur ATLAS	95
4.1	La reconstruction des objets	95
4.1.1	La reconstruction des traces	96
4.1.2	Reconstruction du vertex primaire	98
4.1.3	La reconstruction des électrons et des photons	98
4.1.4	La reconstruction des muons	99
4.1.5	La reconstruction des taus	101
4.1.6	La reconstruction des jets	101
4.1.7	La reconstruction de l'énergie transverse manquante E_T^{miss}	103
4.2	Un cas d'école : le taux de faux leptons dans des événements multi-jets simulés .	104
4.2.1	Méthode	105
4.2.2	Lot d'événements simulés	106
4.2.3	La sélection des objets physiques	106
4.2.4	Étude des extra-leptons	108
4.2.5	Estimation de la probabilité pour un jet de créer un extra-électron	115
4.2.6	Prédiction du taux de production des extra-électrons pour des événements $t\bar{t}$ hadronique	115
4.2.7	Prédiction du taux de production d'extra-électrons pour des événements di-jets	119
4.2.8	Courte revue des résultats pour les extra-muons	121
4.2.9	Conclusion	123
5	Calcul de la section efficace inclusive $b \rightarrow e$ en chromodynamique quantique	127
5.1	Des quarks b aux hadrons- b	127
5.2	Prédictions théoriques	131
5.2.1	Traitement perturbatif	131
5.2.2	Traitement non-perturbatif	133
5.2.3	La méthode FONLL	138

5.3	Panorama des résultats récents de la section efficace de production $\sigma_{b\bar{b}}$: du TeVatron au LHC	141
5.3.1	Résultats auprès du TeVatron	142
5.3.2	Résultats auprès du LHC	145
5.4	Prédictions théoriques dans le cadre de l'analyse ATLAS	148
6	Mesure de la section efficace de production des électrons venant de la désintégration des quarks lourds	151
6.1	Mesure expérimentale d'une section efficace	152
6.2	Les lots de données réelles et simulées	152
6.2.1	Les données	152
6.2.2	La simulation	153
6.3	L'estimation de la composante du signal	153
6.3.1	La sélection des événements	154
6.3.2	La classification des électrons sélectionnés	156
6.4	La soustraction du bruit de fond	157
6.4.1	Les variables discriminantes	159
6.4.2	La méthode de la matrice	160
6.4.3	La méthode des <i>tuiles</i>	173
6.5	L'efficacité du signal	185
6.5.1	Efficacité de déclenchement	185
6.5.2	Efficacité de présélection	186
6.5.3	Efficacité d'identification	186
6.6	La mesure expérimentale de la section efficace de production des quarks lourds se désintégrant en électrons	206
6.6.1	Méthode	208
6.6.2	La problématique de l' <i>Unfolding</i>	208
6.6.3	Les incertitudes systématiques	209
6.6.4	Résultat de la mesure et discussion	216
6.6.5	Comparaison avec la mesure réalisée pour le canal muonique	216
6.7	Conclusions	217
	Conclusion	223
	Remerciements	225
	Bibliographie	233

Introduction

Au cours de l'année 2009, le démarrage du collisionneur LHC (pour *Large Hadron Collider*), situé auprès du Centre Européen pour la Recherche Nucléaire (CERN), a ouvert une nouvelle ère pour la physique des particules. Cette machine gigantesque, les détecteurs et les programmes de physique qui l'accompagnent, représentent à la fois un défi technologique, scientifique et humain très ambitieux.

Après avoir réalisé des collisions avec une énergie dans le centre de masse de 900 GeV pendant quelques mois à la fin de l'année 2009, le 30 mars 2010 le LHC a produit ses premières collisions à 7 TeV. Cette valeur d'énergie, supérieure d'au moins un facteur trois par rapport au collisionneur précédent, le TeVatron, a fait du LHC l'accélérateur le plus puissant au monde. De plus, les très bonnes performances de la machine, auxquelles elle est arrivée extrêmement rapidement ont permis d'atteindre dès juin, les objectifs fixés pour la fin de l'année 2011 confirmant les véritables prouesses de cet accélérateur.

Récemment, au début du mois de juin, la quantité de données enregistrées par les expériences ATLAS et CMS a atteint une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} . Cette quantité de données représente une étape importante car elle permet de redécouvrir le modèle standard, d'exclure une bonne partie des masses possibles auxquelles rechercher le boson de Higgs, pièce manquante de ce modèle théorique, et permet également de progresser vers sa possible découverte.

De plus, avec cette luminosité intégrée, il devient également possible de rechercher une réponse aux points théoriques qui restent jusqu'à aujourd'hui irrésolus en explorant les différents volets de la nouvelle physique.

La redécouverte du modèle standard auprès d'expériences telles qu'ATLAS (*A Toroidal LHC ApparatuS*), est capitale lors de cette période proche du démarrage. La mesure des propriétés des particules telles que les bosons W , Z ou du quark top , très bien connues grâce aux expériences de physique de particules précédentes, ou la mesure des sections efficaces de production de ces processus, permettent de valider la connaissance complète du détecteur.

Une des premières mesures réalisées avec le détecteur ATLAS est la mesure de section efficace de production inclusive des électrons venant de la désintégration des quarks lourds (quarks b et c). En effet, elle nécessite fort peu de luminosité intégrée puisque l'erreur systématique devient très vite dominante. C'est cette mesure réalisée avec 1.3 pb^{-1} qui est la thématique centrale de cette thèse.

Pendant la période de démarrage, les électrons de basse impulsion transverse et non isolés représentent la source la plus abondante de ces leptons disponible. L'étude du spectre inclusif, qui est le premier pas vers une mesure de section efficace, permet de valider les connaissances sur les performances du détecteur, acquises par les études sur la simulation ou par les expériences de tests en faisceaux. En effet, la mise en évidence des électrons venant de la désintégration des quarks lourds, par rapport aux bruits de fond dus aux électrons issus de conversions ou aux hadrons mal identifiés, repose sur la qualité des performances du détecteur interne et du calorimètre électromagnétique.

Du point de vue physique, cette mesure présente plusieurs intérêts : la connaissance des modes de production des électrons au sein des collisions proton-proton est un pré-requis indispensable pour toute mesure ou recherche de signal de physique impliquant un électron dans l'état final. De plus, la mesure de la section efficace de production inclusive de ces particules peut être utilisée pour valider et contraindre les prédictions théoriques qui restent aujourd'hui encore affectées par une grande incertitude.

Le premier chapitre de cette thèse présente une courte revue du modèle standard qui est le modèle théorique le plus actuel décrivant les composants élémentaires de la matière et leurs interactions. Les thématiques de physique centrales pour les expériences auprès du LHC sont discutées et un aperçu du collisionneur est aussi présenté.

Le deuxième chapitre est entièrement consacré au détecteur ATLAS, environnement expérimental de ce travail de thèse. Chaque sous-détecteur est présenté et les performances attendues par la simulation et mesurées sur les données sont exposées.

Le troisième chapitre présente les composantes de la chaîne d'électronique de lecture du calorimètre électromagnétique et la procédure de reconstruction de l'énergie déposée dans une cellule. D'excellentes performances de ce sous-détecteur, et une calibration optimale de sa chaîne d'électronique sont fondamentales pour la reconstruction des objets électromagnétiques, tels que les électrons. Une étude de la systématique liée à la procédure de calibration de la chaîne électronique de lecture est présentée dans ce chapitre.

Dans le quatrième chapitre, les principaux algorithmes de reconstruction des objets sont présentés. Une attention particulière est portée à la reconstruction des électrons. À ce propos, une étude du taux de faux électrons qui peuvent être reconstruits dans des événements multi-jets est présentée. Cette étude montre un exemple concret sur la façon dont les objets reconstruits sont combinés au sein des analyses de physique, mais aussi sur les sources principales de mauvaise identification des électrons. Elle a été réalisée sur la simulation, comme une répétition avant l'arrivée des données mais dans un contexte bien plus simple d'électrons de plus grande énergie transverse par rapport à ceux utilisés pour la mesure de section efficace.

Les chapitres 5 et 6 représentent le cœur de cette thèse. Le chapitre 5 présente un état de l'art des prédictions théoriques concernant les calculs de section efficace de production inclusive de leptons. En effet, les mesures de production de quarks b auprès des expériences ayant précédé le LHC ont montré, dans un premier temps, un excès par rapport aux prédictions théoriques. Cette incompatibilité entre les résultats expérimentaux et les prédictions théoriques a ensuite été résolue à l'aide des améliorations obtenues des deux côtés. Un panorama des résultats obtenus ces quinze dernières années pour les mesures de production inclusive de leptons venant de la désintégration des quarks b est présenté ainsi que les résultats les plus récents obtenus par les expériences du LHC.

Le chapitre 6 présente les étapes nécessaires pour effectuer la mesure de la section efficace de production inclusive des électrons d'énergie transverse entre 7 et 26 GeV venant de la désintégration des quarks lourds (quarks beaux et charmés). Ce chapitre se divise en trois parties. La première partie se focalise sur l'étude du spectre inclusif des électrons de basse impulsion transverse : deux méthodes destinées à la mise en évidence des électrons venant de la désintégration des quarks lourds, par rapport aux bruits de fond, sont présentées. La deuxième partie du chapitre concerne la mesure de l'efficacité du signal sélectionné sous tous ses aspects, c'est-à-dire l'efficacité de déclenchement, de reconstruction et d'identification du signal. La troisième partie, enfin, est consacrée à la mesure de la section efficace elle-même et à la comparaison de celle-ci aux prédictions théoriques. Le résultat obtenu dans le canal électronique est aussi comparé

à celui obtenu dans le canal muonique. Grâce à ces mesures, l'importance de la resommation des termes logarithmiques lors des prédictions théoriques proposée par la méthode FONLL est montrée.

Chapitre 1

Le contexte théorique et expérimental

La matière stable, le monde qui nous entoure, peuvent être décrits par un nombre fini de particules et de forces. La physique des particules a pour but de décrire ces constituants élémentaires et leurs interactions. Une description cohérente des phénomènes d’interactions électrofaible et forte est fournie par un modèle théorique appelé le *Modèle Standard* (MS dans la suite). Ce modèle combine la théorie électrofaible de Glashow, Weinberg et Salam avec la chromodynamique quantique (QCD), théorie décrivant l’interaction forte. Ce modèle se montre capable de décrire tous les résultats et toutes les mesures de précision réalisées par les expériences à haute énergie. Cependant, le modèle standard reste incomplet, le boson de Higgs, la particule associée au mécanisme de brisure de symétrie électrofaible, responsable de l’attribution des masses aux particules, n’ayant pas encore été observée. Le modèle standard n’inclut pas la gravitation.

Ce chapitre présente une revue des principaux aspects du modèle standard, en soulignant les succès et les limites qui le caractérisent. A l’heure actuelle ce modèle n’a pas été mis en défaut de manière significative même si quelques tensions existent. Par ailleurs, il laisse quelques questions ouvertes. Pour ces raisons, d’autres modèles théoriques au-delà du modèle standard ont été développés (on parle alors de “nouvelle physique”). Certains prédisent l’existence de particules qui à ce jour n’ont pas encore été observées.

Tous ces modèles représentent avec le modèle standard, les thématiques qui pourront être sondées auprès du grand collisionneur LHC. Les grands axes de recherche en physique de particules qui ont motivé la construction de ce nouveau collisionneur sont aussi introduits en fin de chapitre avec les caractéristiques et performances de cette machine prometteuse.

1.1 Le modèle standard

Le modèle standard [1, 2, 3] est le modèle théorique le plus actuel que les physiciens des particules ont à leur disposition. C’est une théorie perturbative aux hautes énergies qui offre une élégante description des caractéristiques des interactions faible et forte. De plus, grâce à sa formulation invariante sous transformation de jauge, c’est une théorie renormalisable [4].

1.1.1 Les constituants élémentaires

La physique moderne des particules décrit les constituants élémentaires de la matière et leurs interactions. A partir du spin de ces particules, deux grandes catégories peuvent être distinguées :

les fermions, de spin $s = 1/2$, qui représentent les particules de matière, et les bosons, de spin $s = 1$, qui véhiculent les différentes interactions entre les particules elles-mêmes.

Les fermions

Les fermions sont composés par deux sous-catégories : les leptons et les quarks. Toutes ces particules ressentent l'interaction électrofaible alors que seuls les quarks sont également sensibles à l'interaction forte. Cette dernière force fondamentale est responsable du fait que les quarks, au contraire des leptons, ne sont pas observables à l'état libre mais sont confinés à l'intérieur de structures plus complexes : les hadrons. Seul le quark *top* peut être étudié avant hadronisation car son temps de vie ($\tau_{top} \sim 10^{-25}$ s) est plus faible que le temps typique d'hadronisation ($\tau_{had} \sim 10^{-24}$ s).

Une autre classification est appliquée aux fermions : la génération (ou famille). Cette classification se base sur la valeur de la masse des particules et l'instabilité qui en découle pour les particules les plus lourdes. On distingue trois familles de fermions : la première regroupe les constituants élémentaires de la matière ordinaire, qui sont stables et les plus légers. Les particules appartenant à la deuxième et à la troisième famille ne peuvent être observées qu'auprès des expériences de haute énergie où elles peuvent être produites, ou par l'observation des produits d'interaction des rayons cosmiques avec l'atmosphère.

Les tables 1.1 et 1.2 résument les caractéristiques principales des fermions.

Génération	Saveur	Masse (GeV/ c^2)	Charge ($\times e$)
Première famille	e (électron)	0.51110^{-6}	-1
	ν_e (neutrino électronique)	$< 210^{-9}$	0
Deuxième famille	μ (muon)	105.610^{-3}	-1
	ν_μ (neutrino muonique)	$< 0.1910^{-3}$	0
Troisième famille	τ (tau)	1.77	-1
	ν_τ (neutrino tauonique)	$< 18.210^{-3}$	0

TABLE 1.1 – *Caractéristiques des fermions du modèle standard. Les valeurs des masses citées sont celles données par le Particle Data Group [5].*

Génération	Saveur	Masse (GeV/ c^2)	Charge ($\times e$)
Première famille	u (up)	$1.7 - 3.1 \times 10^{-3}$	2/3
	d (down)	$4.1 - 5.7 \times 10^{-3}$	-1/3
Deuxième famille	c (charm)	1.29	2/3
	s (strange)	100×10^{-3}	-1/3
Troisième famille	t (top)	172.9	2/3
	b (bottom)	4.19	-1/3

TABLE 1.2 – *Caractéristiques des quarks du modèle standard. Les valeurs des masses citées sont celles données par le Particle Data Group [5].*

Les bosons

Les bosons véhiculent les interactions entre les fermions. Les interactions décrites par le modèle standard sont au nombre de trois :

- **l'interaction électromagnétique** : elle agit sur toute particule ayant une charge électrique non-nulle. Le boson vecteur de cette interaction est le photon (γ), particule de charge et de masse nulle. La portée de l'interaction, étant inversement proportionnelle à la masse du boson vecteur, est infinie.
- **l'interaction faible** : elle agit sur tous les fermions et est entre autre à l'origine de la désintégration β des noyaux. Les bosons vecteurs de cette interaction sont au nombre de trois : les bosons chargés W^\pm et le boson neutre Z^0 . Les masses de ces bosons sont de l'ordre de la centaine de GeV/c^2 et la portée de l'interaction est de quelques centièmes de fm¹.
- **l'interaction forte** : elle agit sur les quarks et elle est responsable de la cohésion des noyaux atomiques, des nucléons et plus généralement des hadrons. Les bosons vecteurs de cette interaction sont les gluons. Ils sont au nombre de 8 et de masse nulle. La portée de cette interaction est cependant finie à cause de l'interaction des gluons entre eux.

L'interaction gravitationnelle, qui régit l'attraction entre deux corps massifs, n'est pas décrite par le modèle standard. Aucune théorie à l'heure actuelle n'est capable d'inclure cette quatrième interaction fondamentale dans un formalisme qui englobe la description des trois autres forces.

La table 1.3 résume les caractéristiques principales des bosons.

Interaction	Boson	Charge ($\times e$)	Masse	Portée
électromagnétique	photon (γ)	0	0	infinie
faible	W^\pm	± 1	80.4 GeV	$\sim 10^{-3}$ fm
	Z^0	0	91.2 GeV	
forte	gluons (g)	0	0	~ 1 fm

TABLE 1.3 – *Caractéristiques des bosons médiateurs des trois interactions décrites par le modèle standard. Les valeurs des masses citées sont celles données par le Particle Data Group [5].*

1.1.2 De l'électrodynamique quantique à la théorie électrofaible

1.1.2.1 L'électrodynamique quantique

Les constituants élémentaires de la matière sont des particules de spin $s = 1/2$ dont la dynamique est décrite par une théorie quantique (en raison de leur taille) relativiste (en raison de leur énergie) des champs.

Dans la théorie quantique des champs, un champ fermionique libre de masse m est décrit à l'aide d'un spineur $\psi(x)$ obéissant à l'équation de Dirac :

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi(x) = 0 \quad (1.1)$$

où γ^μ représente les matrices de Dirac. Chaque composante du spineur $\psi(x)$ est fonction des coordonnées spatio-temporelles x . Le champ fermionique $\psi(x)$ ainsi décrit, peut par exemple représenter le champ d'un électron libre.

1. Le femtomètre (fm) correspond à 10^{-15} m.

La traduction lagrangienne de l'équation (1.1), qui décrit une particule libre de masse m , s'écrit comme :

$$\mathcal{L}_0 = i\bar{\psi}(x)\gamma^\mu\partial_\mu\psi(x) - m\bar{\psi}(x)\psi(x) \quad (1.2)$$

où $\bar{\psi}(x)$ est l'adjoint de Dirac de $\psi(x)$.

Le lagrangien \mathcal{L}_0 (voir équation 1.2) décrit un champ libre, c'est-à-dire un champ qui ne ressent aucune interaction. Les interactions, en théorie quantique de champs, sont introduites à l'aide de transformations de jauge locales qui laissent invariante la physique sous-jacente.

Si une transformation de jauge locale est appliquée au champ fermionique ψ :

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) \equiv e^{i\alpha(x)}\psi(x) \quad (1.3)$$

où $\alpha(x)$ est une fonction arbitraire qui caractérise la transformation locale, le lagrangien donné par l'équation 1.2 n'est plus invariant sous la symétrie U(1). L'invariance peut être partiellement restaurée en introduisant un champ $A_\mu(x)$ de spin $s = 1$ qui se transforme selon :

$$A_\mu(x) \rightarrow A'_\mu(x) \equiv A_\mu(x) - \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha(x) \quad (1.4)$$

où e est une constante sous la même symétrie U(1). L'invariance du lagrangien 1.2 sous la transformation 1.3 est ré-obtenue si la dérivée ordinaire ∂_μ est remplacée par la dérivée covariante D_μ qui utilise le champ $A_\mu(x)$:

$$D_\mu(x) \equiv \partial_\mu + ieA_\mu(x) \quad (1.5)$$

Le lagrangien est alors de la forme² :

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^\mu D_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi \quad (1.6)$$

$$= \underbrace{\bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi}_{\text{particule libre}} - \underbrace{eA_\mu\bar{\psi}\gamma^\mu\psi}_{\text{couplage au champ } A_\mu} \quad (1.7)$$

Ce lagrangien ne décrit plus simplement un champ libre, mais aussi ses interactions avec un champ de jauge (A_μ).

Pour que la description d'un système de particules en interaction avec un champ soit complète, il faut introduire dans le lagrangien la cinématique de ce nouveau champ.

La cinématique du champ A_μ est décrite par les équations de Maxwell, et le terme invariant de jauge qu'il faut considérer est le tenseur $F^{\mu\nu}$ du champ A_μ défini par :

$$F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu \quad (1.8)$$

Cela conduit au lagrangien :

$$\mathcal{L} = \underbrace{\bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi}_{\text{particule libre}} - \underbrace{eA_\mu\bar{\psi}\gamma^\mu\psi}_{\text{couplage au champ } A_\mu} - \underbrace{\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}}_{\text{cinématique du champ}} \quad (1.9)$$

Il faut remarquer que le terme de masse pour le champ A_μ de forme $m_A^2 A_\mu A^\mu$ n'apparaît pas. En effet, un tel terme briserait l'invariance de jauge locale U(1) décrite ci-dessus. Le champ A_μ doit donc être sans masse.

2. Dans la suite du chapitre la dépendance en x de champs est considérée implicite.

Le lagrangien 1.9 est le lagrangien dit de “Électro-Dynamique Quantique” (QED, de l’anglais *Quantum Electrodynamics*). Il décrit l’interaction de fermions (électrons) avec un champ de jauge qui peut être identifié au photon. L’intensité de l’interaction est proportionnelle à la constante e , qui est interprétée comme la charge électrique. Expérimentalement la limite pour la masse du photon est posée à $m_\gamma < 6 \cdot 10^{-18}$ eV [5].

1.1.2.2 La théorie électrofaible

Dans les années 1954, Yang et Mills ont démontré qu’il est possible de généraliser l’étude précédente à toute symétrie continue [6]. C’est le cas par exemple des symétries SU(2) et SU(3), symétries qui permettent de décrire les interactions faible et forte. Comme pour la théorie d’électrodynamique quantique, décrite à l’aide d’une théorie de jauge basée sur le groupe de symétrie U(1), il est possible de construire des structures analogues pour ces deux autres interactions fondamentales.

La construction de la théorie d’interaction faible a été développée en se basant sur un certain nombre d’observations expérimentales. Par exemple, en 1956 C.S. Wu [7] à la suite de ses études sur la désintégration β du Cobalt 60, conclut que l’interaction faible agit différemment selon la chiralité du champ fermionique. La chiralité est une propriété du champ, invariante sous une transformation de Lorentz, définie par l’opérateur γ^5 qui est le produit des matrices de Dirac γ^μ . Dans le cas de particules sans masse, cette propriété correspond à l’hélicité, définie comme la projection du spin sur la direction de l’impulsion. Une particule est dite d’hélicité *droite* (R pour *right* en anglais) si la projection est positive, et *gauche* (L pour *left* en anglais) si elle est négative³.

Les études de C.S. Wu conclurent à la violation maximale de la parité par l’interaction faible et d’autres expériences dont le but était l’étude de la dispersion angulaire et en énergie des produits de désintégrations telles que $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$ ou $n \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e$ confirmèrent cette violation : seuls les fermions de chiralité gauche (antifermions de chiralité droite) ressentent l’interaction faible.

De même que dans le cas de la QED, qui peut être décrite à l’aide de l’invariance de jauge sous une symétrie U(1), l’interaction faible est décrite par une théorie de jauge basée sur une symétrie SU(2)_L, où l’indice inférieur souligne que seuls les fermions de chiralité gauche ressentent cette interaction. Un nouveau nombre quantique, l’isospin faible, est défini et est conservé par cette nouvelle symétrie. Les fermions gauches sont alors décrits sous la forme de doublets avec un isospin faible $T = 1/2$ et à chaque composante de ce doublet correspond une projection $T_3 = \pm 1/2$. Les fermions droits, n’étant pas sensibles à l’interaction faible, sont alors décrits par des singlets d’isospin faible nul ($T = 0$).

Les leptons sont ainsi représentés de la façon suivante :

$$\psi_1 = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \quad \psi_2 = \nu_{eR}, \quad \psi_3 = e^-_R \quad (1.10)$$

et les quarks sont décrits par :

$$\psi_1 = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \quad \psi_2 = u_R, \quad \psi_3 = d_R \quad (1.11)$$

3. Dans le cas de masse nulle, un fermion droit a ainsi le spin orienté selon la même direction que l’impulsion, un fermion gauches dans la direction opposée.

Dans le cadre du modèle standard, les neutrinos n'interagissent que par interaction faible. Mais, comme celle-ci ne se couple qu'aux fermions gauches, les neutrinos droits ne sont pas prévus par la théorie que l'on discute ici.

Dans les années 1960, Glashow, Weinberg et Salam [1, 2] ont introduit un groupe de jauge permettant l'unification de la théorie électromagnétique et faible. C'est le groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$. L'indice inférieur Y du groupe $U(1)_Y$ est une nouvelle grandeur conservée appelée *hypercharge*. Cette grandeur dépend de la charge électrique Q et l'isospin faible Y à travers la relation de Gell-Mann [8] Nishijima [9] :

$$\frac{Y}{2} = Q - T_3 \quad (1.12)$$

La symétrie de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$ introduit deux constantes de couplage g et g' et quatre champs de jauge : W_μ^a (avec $a = 1, 2, 3$) liés au groupe $SU(2)_L$ et le champ B_μ lié au groupe $U(1)_Y$.

Le lagrangien de la théorie électrofaible s'écrit alors ainsi :

$$\mathcal{L}_{EW} = \sum_{j=1}^3 i\bar{\psi}_j \gamma^\mu D_\mu \psi_j - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (1.13)$$

où l'indice j indique le champ fermionique ψ_1, ψ_2 ou ψ_3 . La dérivée covariante D_μ est de la forme :

$$D_\mu \psi_j = [\partial_\mu - ig \frac{\sigma_a}{2} W_\mu^a \delta_{1j} - ig' \frac{Y_j}{2} B_\mu] \psi_j \quad (1.14)$$

où σ^a (avec $a = 1, 2$ ou 3) sont les générateurs du groupe de symétrie $SU(2)$ donnés par les matrices de Pauli (voir équation 1.15) et Y_j est l'hypercharge pour le champ de jauge ψ_j .

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

La dérivée covariante (voir équation 1.14) a une forme différente selon le champ ψ_j sur lequel elle agit. En effet le deuxième terme (associé à la symétrie $SU(2)_L$) n'existe que pour les doublets gauches car δ_{1j} est non-nul seulement si $j = 1$. Le troisième terme (associé à la symétrie $U(1)_Y$), au contraire, agit sur les deux chiralités.

Il se trouve que les quatre bosons de jauge qui apparaissent dans le lagrangien ci-dessus ne sont pas observables directement, car ils ne sont des états propres ni de l'interaction électromagnétique, ni de l'interaction faible. Toutefois, la combinaison linéaire des champs de jauge W_μ^1 et W_μ^2 permet de retrouver, les deux bosons physiques qui décrivent les interactions par courant chargé :

$$W_\mu^+ = (W_\mu^1 - W_\mu^2)/\sqrt{2} \quad (1.16)$$

$$W_\mu^- = (W_\mu^1 + W_\mu^2)/\sqrt{2} \quad (1.17)$$

et la combinaison des bosons de jauge W_μ^3 et B_μ permet de retrouver les bosons physiques décrivant les interactions par courant neutre :

$$A_\mu = \cos \theta_w B_\mu + \sin \theta_w W_\mu^3 \quad (1.18)$$

$$Z_\mu = -\sin \theta_w B_\mu + \cos \theta_w W_\mu^3 \quad (1.19)$$

L'angle θ_w est appelé l'angle de mélange de Weinberg, dont la définition est liée aux constantes de couplages g et g' du groupe de symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ par les relations :

$$\sin \theta_w = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (1.20)$$

$$\cos \theta_w = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (1.21)$$

1.1.3 La chromodynamique quantique

L'interaction forte est décrite par la théorie appelée chromodynamique quantique (QCD, de l'anglais *Quantum ChromoDynamics*). Comme pour le cas de l'interaction faible, cette théorie a été développée afin de pouvoir expliquer les observations expérimentales. Pendant longtemps, on a cru qu'il était possible de construire l'ensemble des hadrons (mésons et baryons) en utilisant seulement la saveur des quarks (particules introduites par Gell-Mann et Zweig [10]). Mais l'observation de la particule Δ^{++} , hadron de spin $s = 3/2$ composé de trois quarks u , dans l'état $|\Delta^{++} \uparrow\rangle = |u \uparrow u \uparrow u \uparrow\rangle$ a remis en cause le principe de Pauli car ce hadron est totalement symétrique en saveur et en spin.

L'apparent paradoxe fut résolu seulement quinze ans après l'observation de la résonance Δ^{++} lorsqu'en 1965 Bogolubov, Struminsky et Tavkhelidze proposèrent l'introduction d'un nouveau nombre quantique pour les quarks : la couleur. Dans le modèle proposé, les quarks peuvent prendre trois couleurs (par convention **rouge**, **bleu** et **vert**). Ainsi, il apparaît un nouveau degré de liberté dont il faut tenir compte dans la construction des hadrons avec la contrainte que seuls les hadrons "non-colorés" sont observables dans la nature.

Suite à l'introduction de la couleur, la description des interactions entre les quarks est possible avec la théorie des groupes en utilisant la symétrie $SU(3)_C$ pour laquelle chaque saveur des quarks (notée f dans la suite) est représentée par un triplet de couleur $q_f^t = (q_f^{\text{rouge}}, q_f^{\text{vert}}, q_f^{\text{bleu}})$. La construction de la théorie QCD est très similaire à celle présentée pour le cas de la QED [11]. Le lagrangien pour un triplet de quark libre d'une certaine saveur f s'écrit :

$$\mathcal{L}_{0,QCD} = \sum_f \bar{q}_f (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_f) q_f, \quad (1.22)$$

L'introduction d'une dérivée covariante permet de préserver la symétrie par rapport à une transformation locale et, en même temps, introduit huit générateurs (T^a avec $a = 1, \dots, 8$), une constante de couplage g_s universelle pour tous les quarks et 8 champs de jauge (G_μ^a) qui représentent les bosons vecteurs de l'interaction forte : les gluons. La dérivée covariante pour le groupe non-abélien $SU(3)_C$ s'écrit ainsi :

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_s \frac{T^a}{2} G_\mu^a \quad (1.23)$$

Le lagrangien de l'interaction forte, une fois inclus les termes exprimant la cinétique des gluons, s'écrit :

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{QCD} &= -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} + \sum_f \bar{q}_f (i\gamma^\mu D_\mu - m_f) q_f \\
 &= - \underbrace{\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}}_{\text{cinétique des gluons}} + \underbrace{\sum_f \bar{q}_f (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_f) q_f}_{\text{quarks libres } (\mathcal{L}_{0,QCD})} - \underbrace{ig_s G_a^\mu \sum_f \bar{q}^\alpha_f \gamma_\mu \left(\frac{T^a}{2}\right)_{\alpha\beta} q_f^\beta}_{\text{interaction quarks-gluons}}
 \end{aligned} \tag{1.24}$$

Le terme cinétique relatif au champ des gluons $(-\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu})$ qui est introduit dans le lagrangien 1.25 fait intervenir les tenseurs :

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - g_s f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c \tag{1.25}$$

où f^{abc} sont les constantes de structure du groupe $SU(3)_C$ définies par la relation de structure : $[T^a, T^b] = i f^{abc} T^c$. Le dernier terme de l'équation 1.25 reflète une particularité de l'interaction forte : les bosons vecteurs de l'interaction sont chargés au sens de la couleur. Cette caractéristique des gluons comporte des effets remarquables : les gluons peuvent interagir entre eux. Ainsi, il est possible d'avoir des vertex à trois ou quatre gluons comme cela est montré figure 1.1. C'est dans cette interaction des gluons entre eux que les origines du confinement des quarks et de la liberté asymptotique peuvent être recherchées.

La constante de couplage fort

Pour pouvoir décrire les particularités de l'interaction forte issues de la dépendance en énergie de la constante de couplage, il est nécessaire d'introduire le concept de *renormalisation* de la théorie. Cette procédure de renormalisation n'est pas une exclusivité de la QCD, elle est couramment utilisée dans le cadre du modèle standard pour les théories décrivant les interactions électromagnétique et faible et a déjà été mentionnée en début de chapitre.

Les amplitudes de transition physiques ne peuvent pas être calculées à l'heure actuelle de façon exacte. En conséquence, quand cela est possible, les calculs sont menés à l'aide de développements perturbatifs. Les termes d'ordre supérieur à 1 amènent à des divergences dans les calculs théoriques. Lorsqu'un processus est calculé à une échelle d'énergie donnée (échelle de renormalisation), la redéfinition des paramètres de la théorie en fonction de l'énergie permet d'absorber les divergences introduites par les termes du développement perturbatif d'ordre supérieur : c'est la procédure dite de "renormalisation". En faisant varier l'échelle en énergie à laquelle le calcul est mené, les paramètres tels que la constante de couplage de la théorie changent, mais les observables physiques restent identiques. La constante de couplage "initiale" est ainsi remplacée par une constante de couplage effective qui dépend de l'échelle à laquelle le processus est sondé.

Dans le cas de la QCD, par analogie à la QED, la constante de couplage forte, est exprimée comme suit :

$$\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi} \tag{1.26}$$

et a une évolution logarithmique avec l'énergie :

$$Q^2 \frac{\partial \alpha_s}{\partial Q^2} = \frac{\partial \alpha_s}{\partial \ln Q^2} = \beta(\alpha_s) \tag{1.27}$$

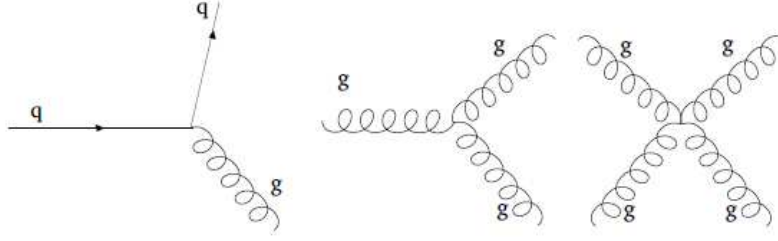


FIGURE 1.1 – Principaux diagrammes de Feynman des vertex introduits par le lagrangien d'interaction forte.

où la fonction $\beta(\alpha_s)$ qui exprime la dépendance en énergie de la constante de couplage est définie comme :

$$\beta(\alpha_s) = -\alpha_s(b_0 + b_1\alpha_s + b_2\alpha_s^2 + \dots) \quad (1.28)$$

La particularité des vertex d'auto-interaction des gluons introduit un comportement différent de la QED dans les graphes de Feynman d'ordre supérieur à 1. En effet aux ordres supérieurs à 1 du développement perturbatif, pour une échelle de renormalisation μ^2 et un moment transféré Q^2 , la constante de couplage α_s prend la forme :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + \frac{\alpha_s(\mu^2)}{4\pi} b_0 \ln\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right) + \mathcal{O}(\alpha_s^2)} \quad (1.29)$$

et le coefficient b_0 est défini par :

$$b_0 = -\frac{2}{3}N_f + \frac{11}{3}N_c \quad (1.30)$$

où N_f est le nombre de saveurs et N_c est le nombre de couleurs. Dans le cadre du modèle standard, comme $N_f = 6$ et $N_c = 3$, la fonction b_0 est positive et égale à 7. C'est-à-dire que pour la QCD lorsque le moment transféré Q^2 augmente, la constante de couplage diminue. C'est le phénomène dit de *liberté asymptotique* [12] qui fait que la chromodynamique quantique est une théorie quasi-libre à très courte distance. En conséquence le développement perturbatif est permis lorsque le moment transféré est élevé.

Au contraire, comme aucun quark à part le quark *top*, n'a pas été observé isolé, le couplage doit devenir très fort lorsque le moment transféré est faible. Cet effet est couramment appelé *confinement*. A cause de cette intensité de la constante de couplage, les quarks sont confinés en une structure : les hadrons.

La connaissance actuelle de la dépendance en énergie de la constante de couplage fort α_s est résumée figure 1.2 [13]. Les calculs théoriques y sont comparés aux résultats expérimentaux obtenus par différentes expériences à différentes énergies.

1.1.4 Le lagrangien du modèle standard

La combinaison de la théorie électrofaible et de la QCD permet de construire un modèle capable de décrire les interactions électrofaible et forte. Ce modèle est décrit par le groupe de symétrie de jauge $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, où le premier groupe est lié au nombre quantique de la couleur C , le deuxième à l'isospin des particules gauches (L) et le troisième à l'hypercharge (Y).

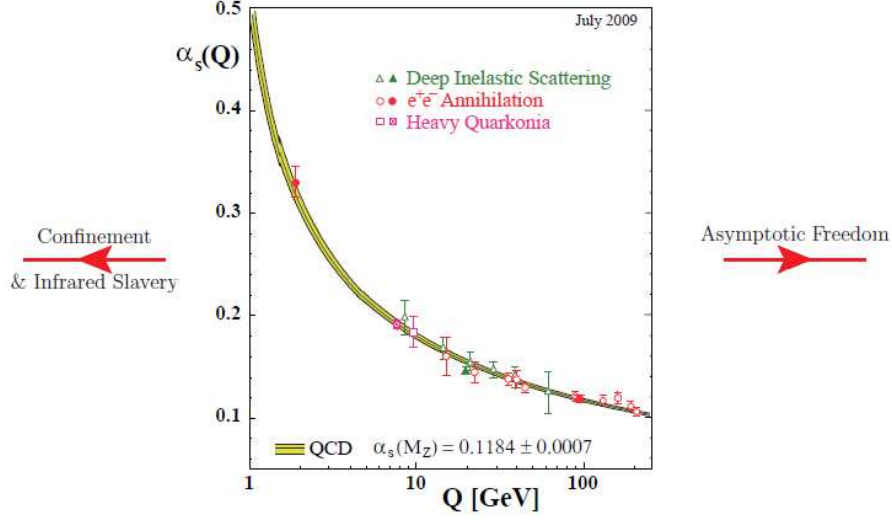


FIGURE 1.2 – Dépendance en énergie de la constante de couplage fort α_s [13]. L'évolution de la constante prédite par les calculs théoriques (bande jaune) est comparée aux résultats expérimentaux.

Un des plus grand succès du modèle standard a été la découverte des courants neutres prédits par la théorie électrofaible, grâce à l'expérience Gargamelle au CERN en 1973, ainsi que l'observation des bosons W et Z en 1984 grâce aux expériences UA1 et UA2 au CERN [14, 15]. Cependant le lagrangien du modèle standard ne prévoit pas de particules massives. Cela est vrai dans le cas du photon et des gluons, mais est en forte contradiction avec les observations expérimentales pour les fermions, les quarks et les bosons W et Z . De plus, des termes de masse pour ces particules ne peuvent pas être ajoutés sans briser l'invariance de jauge assurée par le modèle et l'éventuel abandon de cette invariance causerait la non-renormalisabilité de la théorie. L'application d'un mécanisme, dit “mécanisme de Higgs”, permet de résoudre ce conflit : les termes de masses sont introduits et les symétries de jauge conservées.

1.1.5 Le mécanisme de Higgs

Le mécanisme utilisé pour rajouter des masses aux particules (bosons et fermions) dans le modèle standard a été proposé en 1964 par Higgs, Brout et Englert [16] : il s'agit du mécanisme de Higgs.

Un exemple simple pour illustrer la brisure spontanée de symétrie consiste à prendre le cas d'un champ scalaire complexe ϕ dont le lagrangien (\mathcal{L}) et le potentiel ($V(\phi)$) sont décrits par :

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \phi^\dagger \partial^\mu \phi - V(\phi), \quad V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (1.31)$$

où μ est homogène à une masse et λ est un paramètre d'auto-couplage sans dimension positif. Le lagrangien est invariant sous une transformation globale du champ :

$$\phi(x) \rightarrow \phi' \equiv e^{i\theta} \phi(x) \quad (1.32)$$

L'état fondamental de ce système dépend du signe de μ^2 :

- $\mu^2 > 0$: seul le minimum trivial ($\phi = 0$) existe. La forme de ce potentiel est illustrée figure 1.3(a) ;

- $\mu^2 < 0$: le potentiel prend une forme dite “de chapeau mexicain” (voir figure 1.3(b)) et le minimum est atteint par les champs pour lesquels les relations suivantes sont vérifiées :

$$|\phi_0|^2 = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} \equiv \frac{v}{\sqrt{2}} \quad \text{et} \quad V(\phi_0) = -\frac{\lambda}{4}v^4 \quad (1.33)$$

où v est la valeur du champ de Higgs dans le vide (*vacuum expectation value* ou *vev*). Cela signifie qu’il y a une infinité de minima possibles dues à l’invariance du lagrangien par la transformation de phase telle que celle montrée par l’équation 1.32, correspondant aux différentes phases θ . Le cercle dans le plan (φ_1, φ_2) , indiqué figure 1.3 montre cette infinité de minima possibles. En choisissant une valeur particulière de θ pour l’état fondamental, par exemple $\theta = 0$, la symétrie est spontanément brisée, car la symétrie $U(1)$ n’est plus respectée.

Si on paramétrise les excitations par rapport à l’état fondamental en utilisant deux champs réels φ_1 et φ_2 par :

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \varphi_1(x) + i\varphi_2(x)) \quad (1.34)$$

le potentiel prend la forme :

$$V(\phi) = V(\phi_0) - \mu^2\varphi_1^2 + \lambda v\varphi_1(\varphi_1^2 + \varphi_2^2) + \frac{\lambda}{4}(\varphi_1^2 + \varphi_2^2)^2 \quad (1.35)$$

L’expression du potentiel met en évidence que le champ φ_1 est massif et de masse μ^2 , alors que le champ φ_2 est de masse nulle. Le fait que la brisure spontanée de symétrie introduit un champ non massif est facile à interpréter : dans le cas de $\mu^2 < 0$ le champ φ_2 décrit des oscillations autour de l’état fondamental dans une direction selon laquelle le potentiel est plat. Ainsi, les oscillations se font sans dépense d’énergie ce qui correspond à une particule de masse nulle. La présence d’excitations de masse nulle, lors d’une brisure spontanée d’une symétrie continue, est un résultat général du théorème de Goldstone [17].

Ce mécanisme de brisure de symétrie peut être utilisé pour générer les masses des bosons de jauge et des fermions. Soit $\phi(x)$ un doublet de $SU(2)_L$ de champs scalaires complexes :

$$\phi(x) = \begin{pmatrix} \phi^{(+)}(x) \\ \phi^{(0)}(x) \end{pmatrix} \quad (1.36)$$

dont l’hypercharge est 1. Pour ce doublet, le lagrangien s’écrit :

$$\mathcal{L} = (D_\mu\phi)^\dagger(D^\mu\phi) - \mu^2\phi^\dagger\phi - \lambda(\phi^\dagger\phi)^2 \quad (\lambda > 0, \mu^2 < 0) \quad (1.37)$$

où la dérivée covariante est définie par :

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_2 \frac{\sigma_a}{2} W^a + ig_2 \frac{Y}{2} B_\mu \quad (1.38)$$

Le potentiel a une forme très similaire à celle présentée équation 1.35 et comme précédemment, il existe un nombre infini d’état d’énergie minimaux satisfaisant la condition :

$$\langle 0|\phi|0 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} \quad \text{avec} \quad v = \sqrt{-\frac{\mu^2}{2\lambda}} > 0 \quad (1.39)$$

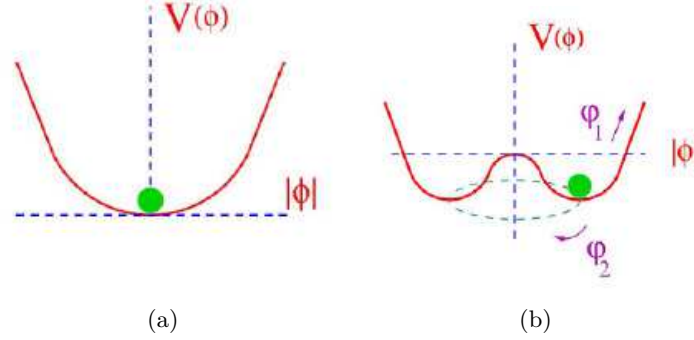


FIGURE 1.3 – Forme du potentiel de champ de Higgs : à gauche dans le cas où $\mu^2 > 0$, à droite dans le cas où $\mu^2 < 0$. Dans le cas de droite, un nombre infini de minima existe. L'adoption par le système d'une valeur particulière, parmi l'infinité des possibles, engendre une brisure spontanée de la symétrie.

Une fois qu'une valeur de l'état fondamental est choisie, la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ est brisée spontanément en $U(1)_{QED}$. En conséquence du théorème de Goldstone, des états de masse nulle vont apparaître. En choisissant nulle la composante $\phi^{(+)}$ du champ ϕ , la neutralité du vide est assurée.

La paramétrisation des oscillations du champ ϕ autour de l'état fondamental peut se faire de la façon suivante :

$$\phi(x) = e^{i\frac{\sigma_i}{2}\theta^i(x)} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \quad (1.40)$$

elle fait alors apparaître quatre champs réels : les champs $\theta^i(x)$ (avec $i = 1, 2, 3$ et le champ $H(x)$). L'invariance locale sous $SU(2)_L$ du lagrangien garantit la possibilité de choisir n'importe quel champ $\theta^i(x)$. Ces champs $\theta^i(x)$ représentent les champs de Goldstone de masse nulle associés à la brisure spontanée de symétrie.

Le choix de la jauge unitaire $\theta^i(x) = 0$ implique d'écrire le terme cinétique du lagrangien 1.37 :

$$(D_\mu \phi)^\dagger D^\mu \phi \rightarrow \frac{1}{2} (\partial_\mu H) (\partial^\mu H) + (v + H)^2 \left[\frac{g^2}{4} W_\mu^\dagger W^\mu + \frac{g'^2}{8 \cos^2 \theta_W} Z_\mu Z^\mu \right] \quad (1.41)$$

Cela fait apparaître un terme cinétique pour le champ scalaire H , les interactions entre le champ scalaire et les bosons de jauge, ainsi que les termes quadratiques pour les bosons physiques W^\pm et Z^0 et A_μ donnant leurs masses.

Les masses des bosons de l'interaction faible et électromagnétique s'expriment comme :

$$M_{W^\pm} = \frac{gv}{2} \quad (1.42)$$

$$M_{Z^0} = \frac{v}{2} \sqrt{g^2 + g'^2} \quad (1.43)$$

$$M_A = 0 \quad (1.44)$$

$$(1.45)$$

L'angle de Weinberg relie la masse des bosons W et Z selon la relation :

$$M_Z \cos \theta_W = M_{W^\pm} = \frac{1}{2} g v \quad (1.46)$$

et la masse du boson de Higgs H s'exprime alors comme :

$$m_H = \sqrt{-\mu^2} = \sqrt{2\lambda} v \quad (1.47)$$

Le mécanisme de brisure spontanée de symétrie qui permet de donner une masse aux bosons W^\pm , Z^0 et de retrouver l'accord avec l'expérience, prévoit l'introduction d'une nouvelle particule : le boson de Higgs. La théorie ne prédit pas la valeur de la masse de cette particule qui reste exprimée en fonction d'un paramètre libre (voir équation 1.47), cependant des contraintes sur sa valeur peuvent être posées à partir des mesures de précisions électrofaibles et sur la base de contraintes théoriques (stabilité, naturalité, ...).

1.1.5.1 Génération des masses des fermions du modèle standard

Pour les fermions, un terme de masse de la forme $-m\bar{\psi}\psi = -m(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L)$ n'est pas permis car il briserait la symétrie de jauge. Cependant le terme de masse pour les fermions peut s'écrire à l'aide des doublets et singlets introduits précédemment (voir équations 1.10 et 1.11), et du champ scalaire de Higgs (ϕ) comme :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = c_1(\bar{u}, \bar{d})_L \begin{pmatrix} \phi^{(+)} \\ \phi^{(0)} \end{pmatrix} d_R + c_2(\bar{u}, \bar{d})_L \begin{pmatrix} \phi^{(0)*} \\ -\phi^{(-)} \end{pmatrix} u_R + c_3(\bar{\nu}_e, \bar{e})_L \begin{pmatrix} \phi^{(+)} \\ \phi^{(0)} \end{pmatrix} e_R + \text{c. h.}$$

où le deuxième terme contient le complexe conjugué du champ ϕ défini par $\phi^C = i\sigma_2\phi^*$ et *c.h.* indique les conjugués hermitiens. Les coefficients c_1 , c_2 et c_3 sont couramment appelés *couplages de Yukawa*.

Comme pour les bosons, une fois brisée la symétrie et considérés des oscillations du champ de Higgs autour de l'état fondamental, en appliquant la jauge unitaire, le lagrangien \mathcal{L}_{Yukawa} prend la forme :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H)(c_1 \bar{d}d + c_2 \bar{u}u + c_3 \bar{e}e) \quad (1.48)$$

Les termes de masse des fermions sont ainsi générés :

$$m_d = -c_1 \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad m_u = -c_2 \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad m_e = -c_3 \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (1.49)$$

Les couplages de Yukawa, traduisant l'intensité du couplage des fermions au boson de Higgs, sont arbitraires. Les termes de masse sont ainsi des paramètres libres de la théorie. Cependant tout couplage de Yukawa doit suivre la relation $m_f = c_f \frac{v}{\sqrt{2}}$.

1.1.5.2 Le modèle standard : succès et limites

La combinaison de la théorie électrofaible et de la QCD permettent d'obtenir un modèle capable de décrire trois interactions fondamentales : les forces électromagnétique, faible et forte. Ce modèle est basé sur une théorie quantique relativiste respectant une symétrie $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. La symétrie électrofaible est ensuite spontanément brisée par l'introduction d'un champ scalaire : le champ de Higgs.

Grâce à cette brisure de symétrie, une masse peut être attribuée aux particules en fonction d'un certain nombre de paramètres du modèle lui-même (la valeur du champ de Higgs dans le vide v et les couplages électrofaibles comme cela a été montré avec l'équation 1.46) qui sont mesurés expérimentalement.

En plus des bosons vecteurs de l'interaction électrofaible (bosons W^\pm, Z^0 et le photon), le modèle prévoit l'existence de 8 gluons médiateurs de l'interaction forte.

Le secteur des fermions de Yukawa complète le modèle. Les quarks et les leptons acquièrent un terme de masse de la même façon que les bosons de jauge, c'est-à-dire par le mécanisme de brisure spontanée de symétrie. Toutefois les états propres de masse des quarks (d, s, b), ne correspondent pas aux états propres de l'interaction faible (d', s', b') mais ils sont liés à ces derniers par une matrice unitaire 3×3 couramment appelée matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) [18]. Cette matrice introduit 3 angles de mélange entre les quarks et une phase.

Le modèle standard a 19 paramètres libres. A l'heure actuelle, la seule inconnue reste la masse du boson de Higgs.

1.1.5.2.1 Les succès expérimentaux

Le modèle standard est un modèle très puissant. Toutes ses prédictions, à l'exclusion de l'existence du boson de Higgs, ont été vérifiées par les résultats expérimentaux. Parmi les vérifications expérimentales du modèle standard, les courants neutres ont déjà été cités ainsi que l'observation directe des bosons W^\pm et Z^0 . Leurs masses ont été mesurées précisément au LEP [19] puis au TeVatron⁴. Auprès des expériences du LEP, des mesures de précision permettant de contraindre les paramètres du modèle ont été réalisées [20].

Enfin en 1977, le quark b a été observé [21] et il a ensuite fallu attendre 1995 pour que le dernier quark prédit - le quark top - soit observé par les expériences CDF et D0 auprès du collisionneur $p\bar{p}$ TeVatron au FermiLab [22, 23].

1.1.5.2.2 Les limites

Malgré sa puissance de prédiction, le modèle standard montre des limites puisque certains points restent irrésolus ou pas totalement expliqués.

L'observation du boson de Higgs est le principal fait expérimental manquant pour la validation de ce modèle théorique. L'ajustement des paramètres du modèle grâce aux mesures de précision effectuées au LEP et au TeVatron a permis de mettre une limite sur la valeur de la masse de ce boson. Cependant, le mécanisme de brisure de symétrie est introduit *ad hoc* pour justifier les valeurs des masses des bosons et fermions observés expérimentalement, alors que le modèle théorique en soi n'est pas capable de justifier pourquoi les particules ont une masse.

D'autres difficultés expérimentales et théoriques heurtent la solidité du modèle standard. Par exemple, le modèle standard n'est pas capable d'expliquer le spectre étendu des masses des fermions (plus de cinq ordres de grandeurs entre la masse de l'électron et celle du quark top) observé expérimentalement. Le confinement des quarks dans les structures hadroniques reste aussi une question ouverte car ce modèle théorique se limite à la description phénoménologique de l'hadronisation.

Parmi les difficultés théoriques, on peut citer le caractère non totalement prédictif de ce modèle, car il n'explique pas en soi le nombre de paramètres libres (19) sur lesquels il est construit. Il existe aussi le problème dit de *hiérarchie* : l'unification des forces électromagnétique

4. Le TeVatron est l'accélérateur proton-antiproton situé au FermiLab près de Chicago.

et faible à une échelle d'environ 200 GeV est une grande conquête du modèle standard mais pour pouvoir unifier la force forte, il faut atteindre l'échelle de la grande unification qui est supérieure à 10^{14} GeV. Cependant, les constantes de couplage des trois interactions qui sont fonctions de l'énergie, ne convergent pas exactement vers une seule valeur à grande énergie (voir figure 1.4).

1.1.6 La physique au-delà du modèle standard

C'est pour ces raisons que plusieurs modèles théoriques essaient d'englober les aspects positifs du modèle standard, c'est-à-dire une théorie effective à basse énergie, et de répondre aux interrogations qui restent ouvertes. Cependant aucune de ces théories n'arrive à résoudre toutes les difficultés du modèle standard. Elles représentent à l'heure actuelle des pistes pour avancer dans la compréhension de l'infiniment petit.

Parmi ces modèles théoriques au-delà du modèle standard, on trouve les théories supersymétriques (SUSY) [25] particulièrement prometteuses. Ces théories introduisent une nouvelle symétrie reliant les fermions aux bosons : un nouvel opérateur de supersymétrie est ajouté et il est responsable du changement d'un boson en un fermion et vice-versa. L'invariance des théories supersymétriques par rapport à cette transformation fait que chaque fermion (boson) est associé à un superpartenaire bosonique (fermionique) de même masse et de mêmes nombres quantiques, à l'exception du spin qui diffère de $1/2$. L'introduction de ces nouvelles particules amène à une forte augmentation du nombre des paramètres libres : des 19 paramètres du modèle standard on passe à 124 paramètres pour le modèle standard supersymétrique (*MSSM* pour *Minimal SuperSymmetric Standard Model*). Cette apparente complication du modèle théorique offre malgré tout des avantages importants. Par exemple, les théories supersymétriques permettent d'introduire un secteur de Higgs ayant un couplage faible, qui autorise une approche perturbative, ou bien de pouvoir faire converger naturellement les constantes de couplage en un point unique à grande énergie.

1.2 Le Large Hadron Collider

1.2.1 La physique auprès du LHC

Les expériences de physique auprès du LEP ont permis de valider les prédictions du modèle standard par la mesure précise des paramètres électrofaibles ainsi que celle de la masse des bosons W et Z .

De plus, la recherche directe du boson de Higgs produit en association avec la désintégration du boson Z hors couche de masse ($e^+e^- \rightarrow ZH^*$), ayant la plus grande sensibilité par sa section efficace élevée par rapport aux autres modes de production (par exemple $ee \rightarrow \nu\nu H$), a permis de mettre une limite inférieure sur la masse du boson de Higgs, pièce manquante du modèle standard. La combinaison des résultats de tous les canaux de recherche du LEP mène à une exclusion à 95% de niveau de confiance pour $M_H < 114.4$ GeV [26].

Les expériences auprès du TeVatron ont aussi fortement contribué aux progrès des connaissances de l'infiniment petit : de la découverte du quark *top* en 1995, aux récentes mesures expérimentales relatives à la recherche du boson de Higgs. En effet, les récentes analyses au TeVatron en 2010 ont permis d'exclure la zone de masse comprise entre $158 < M_H < 175$ GeV/ c^2 [27], réduisant ainsi le domaine de masse permis.

Le potentiel de découverte ou d'exclusion de cette particule au TeVatron est cependant soumis aux limites de la puissance de l'accélérateur en terme d'énergie dans le centre de masse, la section efficace de production augmentant avec l'énergie fournie.

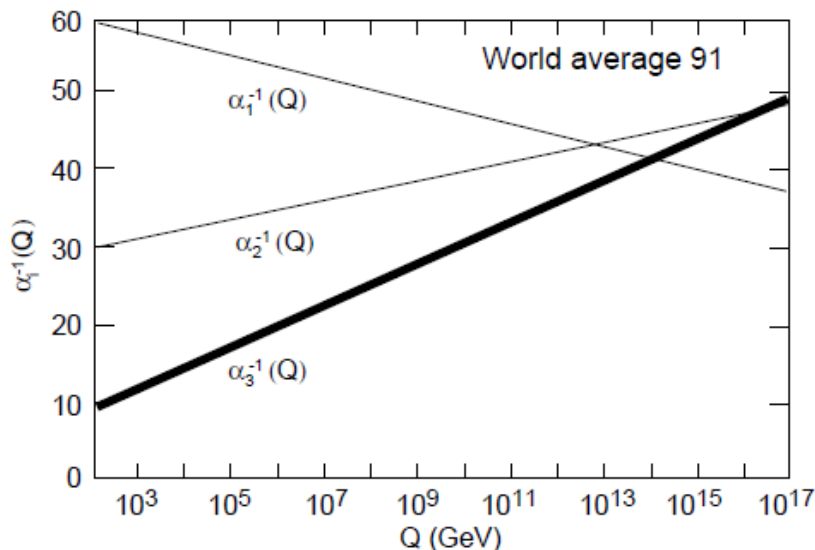


FIGURE 1.4 – Évolution des constantes de couplage des trois interactions du modèle standard en fonction de l'énergie, mesurée en particulier au LEP [24].

Il est clair que la nécessité de progresser dans la connaissance du mécanisme de génération de la masse des particules a été la plus forte motivation à la base de la conception d'un accélérateur capable d'atteindre des énergies dans le centre de masse bien plus élevées que les machines déjà existantes. En effet, cet accélérateur, le LHC (*Large Hadron Collider*), et les expériences ATLAS et CMS, les deux détecteurs généralistes qui collectent ses données, ont été optimisés afin d'être capable d'exclure ou de découvrir le boson de Higgs à 5σ avec quelques dizaines de fb^{-1} de données en balayant tout le spectre de masses possibles.

Cependant, les grands axes de recherche pour lesquelles le LHC a été construit visent à sonder l'infiniment petit sur plusieurs autres aspects. Les thématiques de recherche auprès de cet accélérateur sont très vastes : de la validation du modèle standard à des énergies jamais atteintes auparavant, à la recherche de nouvelles particules, de nouvelles interactions et donc de nouvelle physique. Des découvertes de ce type pourraient être mises en relation avec les observations astronomiques sur la matière sombre non baryonique. En effet, ces observations indiquent que les particules du modèle standard ne représentent que le 5% de la densité totale de l'univers observable [28].

Au delà de ces sujets, d'autres études plus spécifiques sont aussi au cœur des thématiques de recherches au LHC. Par exemple, les collisions d'ions lourds qui seront produites par cet accélérateur permettront de sonder les propriétés de la matière nucléaire à des densités d'énergie jamais atteintes auparavant.

1.2.2 Le *Large Hadron Collider*

Le *Large Hadron Collider* (LHC) est une des infrastructures du CERN (Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire⁵), le plus grand centre mondial pour la recherche en physique des particules. Le choix de ce site pour la construction du LHC a été guidé par la

5. A l'époque de sa fondation en 1954, le CERN était un projet européen. Au cours des années, ce centre de recherche est devenu une collaboration mondiale, couvrant l'ensemble des continents.

possibilité de réutiliser les tunnels déjà existants du projet LEP. Cet ensemble de tunnels est constitué de huit secteurs linéaires et huit arcs, creusés entre 45 m et 170 m de profondeur et ayant une circonférence de 27 Km.

Le LHC [29] est dessiné pour la collision de faisceaux de protons avec une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 14$ TeV et de faisceaux d'ions lourds (Plomb) avec une énergie par nucléon de 2.8 TeV. Même si les performances nominales ne sont pas encore atteintes, avec ses collisions actuelles à $\sqrt{s} = 7$ TeV, le LHC est aujourd'hui l'accélérateur le plus puissant au monde.

La chaîne d'injection

Plusieurs phases de pré-accélération sont nécessaires pour atteindre les énergies visées par le LHC et elles sont réalisées à l'aide d'autres infrastructures du CERN. Un schéma de la chaîne d'injection du LHC est représenté figure 1.5.

Les protons, extraits de molécules d'hydrogène, sont injectés dans un premier accélérateur linéaire (LINAC2 pour *LI*Near *AC*celerator) qui les accélère jusqu'à une énergie de 50 MeV. L'accélération graduelle des protons continue ensuite à l'aide d'un *booster* circulaire (PSB) qui permet de les accélérer jusqu'à une énergie de 1.4 GeV, puis à l'aide de deux autres infrastructures : le PS (*Proton Synchrotron*) et le SPS (*Super Proton Synchrotron*). Ces deux dernières machines permettent d'accélérer les protons respectivement jusqu'à 26 GeV et 450 GeV. C'est à l'énergie de 450 GeV que les protons sont enfin injectés dans le LHC par paquets espacés de 25 ns ce qui implique le croisement des faisceaux à une fréquence de 40 MHz (valeurs nominales).

Le LHC est composé de 1 232 dipôles et 392 quadrupôles. Ces derniers sont responsables de la focalisation des faisceaux. En tant que collisionneur proton-proton (ou ion-ion), le LHC comporte deux lignes de faisceaux séparées pour permettre que les faisceaux de protons (ou d'ions) soient déviés par des champs magnétiques opposés et puissent parcourir l'ensemble de la trajectoire circulaire, pour donner des collisions. C'est à l'aide d'aimants supra-conducteurs dipolaires, clef de la puissance du LHC, que les faisceaux sont déviés par des champs magnétiques d'intensité supérieure à 8 T.

Tous ces systèmes sont dessinés pour fonctionner à une température inférieure à 2 K, maintenue constante par de l'hélium suprafluide.

L'accélération est faite à l'aide de cavités radio-fréquences. En fonctionnement nominal, des systèmes supra-conducteurs à des fréquences de 400 MHz accélèrent les faisceaux de 485 KeV à chaque tour, jusqu'à ce qu'ils atteignent la valeur de 7 TeV. Chaque faisceau peut être composé au maximum de 2 808 paquets de protons, espacés de 25 ns.

Les paquets de protons se rencontrent en faisant se croiser les deux faisceaux en des points spécifiques de l'anneau. C'est en ces points que les quatre expériences du LHC sont situées : ATLAS, CMS, LHCb et ALICE.

ATLAS et CMS sont deux expériences généralistes dont le but est l'étude des thématiques présentées en introduction de la section 1.2. LHCb est dédié à l'étude de la physique des hadrons beaux et à celle de la violation de CP et ALICE à l'étude du plasma quark-gluon à l'aide des collisions d'ions lourds précédemment citées.

1.2.3 La luminosité et quelques autres paramètres importants pour la prise de données

Le but de cet accélérateur de particules est de produire le nombre maximal de collisions avec l'énergie dans le centre de masse la plus élevée possible. Le LHC a été construit pour des collisions de protons avec une énergie dans le centre de masse de 14 TeV. Les paramètres importants de la

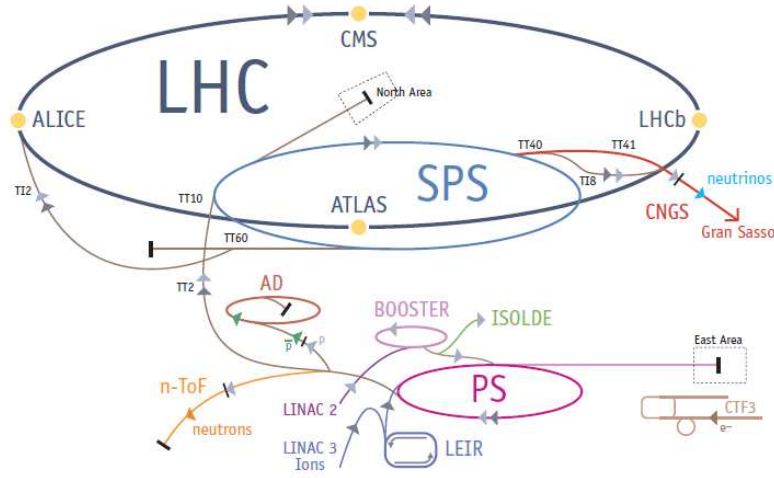


FIGURE 1.5 – Le LHC (bleu foncé) est le dernier anneau de la chaîne d'accélérateurs de particules du CERN. La figure montre les étapes successives de pré-accelération des protons avant leur injection dans le LHC. Les protons sont d'abord accélérés par le LINAC2, injectés dans le BOOSTER, ensuite accélérés dans le PS et dans le SPS. Ces étapes permettent d'accélérer les protons de quelque KeV jusqu'à 450 GeV, énergie à laquelle ils sont injectés dans le LHC.

machine sont donnés dans cette première partie avant de discuter des contraintes que ces valeurs imposent sur la prise de données. Pour un processus donné, le nombre d'événements par seconde générés lors des collisions est donné par :

$$N_{events} = \mathcal{L} \cdot \sigma_{event} \quad (1.50)$$

où \mathcal{L} est une grandeur liée aux performances de la machine appelé luminosité instantanée et σ_{event} est la section efficace du processus en question. La luminosité instantanée est définie par les paramètres des faisceaux :

$$\mathcal{L} = \frac{N_b^2 n_b^2 f_{rev} \gamma_r}{4\pi \epsilon_n \beta^*} F \quad (1.51)$$

où :

- N_b : est le nombre de protons par paquet ;
- n_b : est le nombre de paquets par faisceau ;
- f_{rev} : est la fréquence de révolution ;
- γ_r : est le facteur relativiste ;
- ϵ_n : est l'émittance transverse normalisée du faisceau ;
- β^* : est la fonction beta au point de collision, liée à la focalisation du faisceau ;

- F : est le facteur qui tient compte de la réduction de la luminosité lorsque les collisions des faisceaux ne sont pas frontales. Au LHC, un angle de croisement des faisceaux de $285 \mu\text{m}$ est introduit pour que les collisions ne se produisent pas en dehors du point d'interaction nominal. En conséquence, un facteur $F = 0.84$ est à prendre en compte.

Avec des valeurs de luminosité instantanée allant de $\mathcal{L} = 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ à la valeur nominale $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, si l'on suppose une période de fonctionnement du LHC de 200 jours par an, la luminosité intégrée délivrée par la machine aux expériences sera de 10 fb^{-1} à 100 fb^{-1} .

Pendant un mois par an environ, des collisions d'ions lourds seront produites au sein du LHC avec une luminosité de $\mathcal{L} = 10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (valeur nominale) pour les études du plasma quark-gluon.

Les problématiques associées au LHC

La très haute luminosité instantanée nominale du LHC ainsi que la très haute fréquence de collisions des faisceaux imposent des contraintes fortes sur les détecteurs. L'interaction des particules produites avec la matière des détecteurs a imposé pour la construction de ces derniers l'utilisation de matériaux ainsi que le choix de composants d'électronique capables de faire face à un taux de radiations très élevé. De plus, du point de vue des analyses physiques, des problématiques surgissent également :

- **Les événements sous-jacents** : le caractère hadronique des faisceaux du LHC fait que le processus dur entre deux partons n'est pas le seul événement produit lors d'une collision. Ces événements sont appelés *sous-jacents* (ou en anglais *underlying event*) car ils sont dus aux interactions entre les partons spectateurs de l'interaction qui a donné lieu à un événement intéressant. Comme ces événements *sous-jacents* sont en général très peu déviés de l'axe du faisceau, ils sont caractérisés par des dépôts d'énergie sous forme de jets dans les parties du détecteur très proches des points d'entrée des faisceaux dans le détecteur. Ces événements, fortement corrélés aux processus durs par des relations de couleur qui existent entre les partons qui composent le proton de l'état initial, sont caractérisés par des processus QCD à bas transfert d'impulsion (*soft QCD*). Ces processus, n'étant pas calculables par la théorie perturbative de QCD, sont généralement étudiés à l'aide de générateurs d'événements simulés basés sur des modèles phénoménologiques. Ces événements ne peuvent pas être séparés des événements de physique intéressants mais il est possible de déterminer des observables sensibles à leurs propriétés à l'aide des événements dits de *biais minimum*⁶. En effet, ces événements sont proches de ceux produits en plus de l'événement dur. Par exemple, l'étude de la multiplicité des particules primaires chargées peut être utilisée pour contraindre les modèles utilisés par la simulation [32, 33].
- **Les effet d'empilement des événements** :
 - **l'empilement en temps** : les objectifs de physique visés par les expériences généralistes ATLAS et CMS demandent au LHC une très haute fréquence d'interaction des faisceaux et une luminosité instantanée très élevée. Pour des collisions inélastiques proton-proton avec une section efficace de 80 mb, le LHC produira, à la luminosité nominale, un billion d'événements par seconde. Ce taux de collisions représente une difficulté

6. Les événements de biais minimum sont des événements pour lesquels le déclenchement est fait aléatoirement sans qu'il soit nécessaire qu'un événement de physique ait été vu.

CHAPITRE 1. LE CONTEXTE THÉORIQUE ET EXPÉRIMENTAL

Paramètre	2010	2011-2012	Valeurs nominales
Énergie dans le CM	7 TeV	7 TeV	14 TeV
Nombre de paquets	368	1400	2808
Nombre de protons par paquet	1.15×10^{11}	1.2×10^{11}	1.15×10^{11}
Espacement des paquets	150 ns	50 ns	25 ns
Luminosité	$2.07 \times 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	$1.26 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	$10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
Luminosité intégrée par an	50 pb^{-1}	5 fb^{-1}	100 fb^{-1}
Nombre d'événements d'empilement	3	10	20
β^*	3.5 m	1.5 m	0.55 m
ϵ_n	$1.6 \mu\text{m}$	$2.5 \mu\text{m}$	$3.75 \mu\text{m}$

TABLE 1.4 – Paramètres du LHC pour les différentes périodes de collisions proton-proton : 2010 [30], 2011-2012 [31] et valeur nominale [29].

expérimentale puisqu'à chaque croisement de faisceau, pour un événement de physique, une vingtaine d'interactions inélastiques seront produites simultanément. Cet effet est appelé *l'empilement d'événements en temps*.

- **l'empilement hors temps** : le fait que la fréquence des collisions soit extrêmement rapide fait que l'électronique de lecture des détecteurs peut être moins rapide que la fréquence des collisions. Dans ce cas, l'électronique d'un détecteur peut accumuler la lecture de plusieurs événements à la suite. On parle alors d'*empilement d'événements hors temps*.

1.2.4 Le démarrage du LHC

Les premiers faisceaux du LHC ont circulé le 10 septembre 2008 [34]. A cette époque la plupart des éléments de la machine avaient été testés pour réaliser des collisions avec une énergie dans le centre de masse de 10 TeV, valeur inférieure à l'énergie nominale de 14 TeV pour laquelle la machine est dessinée.

Neuf jours après le démarrage officiel, la machine a été arrêtée suite à un accident causé par une connection électrique défectueuse entre deux aimants et une fuite d'hélium dans le tunnel, l'ensemble ayant gravement endommagé un secteur du LHC.

Un deuxième démarrage du LHC a eu lieu vers en fin d'année 2009. Le 23 novembre 2009, les premières collisions ont été réalisées avec des faisceaux non accélérés par le LHC ($\sqrt{s} = 900 \text{ GeV}$). Une semaine plus tard, le LHC a réalisé ses premières collisions avec une énergie dans le centre de masse de 2.36 TeV en devenant ainsi l'accélérateur le plus puissant au monde.

Après une période d'arrêt de quelques mois, le 30 mars 2010 le LHC a réalisé un nouveau record en énergie avec des collisions à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ et un mois plus tard seulement une luminosité intégrée de plus que 1 nb^{-1} avait déjà été enregistrée par les expériences ATLAS et CMS.

Fin juin 2011, la machine fonctionne dans la configuration suivante : chaque faisceau est constitué de 1380 paquets d'environ 10^{11} protons chacun, espacés de 50 ns. L'énergie maximale atteinte par faisceau est de 3.5 TeV, permettant des collisions à une énergie dans le centre de masse de 7 TeV. Les tests de la machine pour obtenir l'espacement nominal des faisceaux a commencé au début du mois de juillet 2011 [35]. Les détails concernant la prise de données de 2010 et 2011 du point de vue de l'expérience ATLAS sont donnés dans le chapitre suivant.

Une longue période d'arrêt du LHC est prévue pour la fin de l'année 2012 dans le but de le préparer pour atteindre l'énergie de fonctionnement nominale de 14 TeV. Le LHC permettra alors de continuer l'exploration de la physique au-delà du modèle standard dans des zones en énergies toujours plus importantes.

Chapitre 2

Le détecteur ATLAS

Le détecteur ATLAS (Air Toroidal LHC ApparatuS) est un détecteur généraliste conçu pour explorer un très vaste domaine de processus physiques et profiter au mieux des très hautes performances du LHC. Afin d'assurer la sensibilité nécessaire pour détecter les éventuels processus de nouvelle physique et mesurer le plus précisément possible toutes les propriétés des processus connus, le détecteur ATLAS a été dessiné et construit en respectant les contraintes suivantes :

- une couverture la plus grande possible selon la direction azimutale et une large acceptance géométrique ;
- un trajectographe très performant permettant la mesure de l'impulsion des particules chargées dans un domaine d'énergie très vaste (de quelques centaines de MeV à quelques TeV) ;
- un détecteur de vertex très proche de l'axe du faisceau, permettant la détection des vertex secondaires et ainsi l'identification des jets de b ou la désintégration des leptons τ ;
- une couverture calorimétrique hermétique permettant une mesure très précise de l'énergie transverse manquante, ainsi qu'une très fine segmentation pour atteindre de hautes performances en reconstruction des électrons, photons et jets ;
- une très bonne identification des muons et une excellente mesure de l'impulsion de ces leptons jusqu'à quelques TeV ;
- un système de déclenchement très rapide, capable de sélectionner les événements intéressants, de réduire le nombre d'événements de bruit de fond et rendre ainsi optimal l'enregistrement des données ;
- chaque sous-système doit être capable de tolérer un environnement caractérisé par un très haut taux de radiations dû à la fréquence de collisions du LHC, sans avoir de pertes importantes de performances suite à une exposition prolongée.

Le détecteur ATLAS a une structure en sous-détecteurs concentriques typique des détecteurs de physique de particules auprès d'un collisionneur. En allant du point d'interaction vers l'extérieur d'ATLAS, il se compose d' un trajectographe, de calorimètres (électromagnétique et

hadronique) et d'un spectromètre à muons. Les caractéristiques principales et les performances de chacun de ces sous-détecteurs sont décrites dans les sections suivantes.

2.1 Quelques généralités

Le détecteur ATLAS est de forme cylindrique et il mesure 25 m de haut, 44 m de long et pèse environ 7000 tonnes ce qui en fait l'expérience de physique auprès du LHC ayant les dimensions les plus imposantes.

Le centre du détecteur est situé dans la région du point d'interaction (IP de l'anglais *Interaction Point*) et c'est à partir de cette origine que les coordonnées sont définies. L'axe z est défini par l'axe des faisceaux et le plan $(x; y)$ est transverse par rapport à cette direction. L'axe x est orienté du point d'interaction vers le centre de l'anneau du LHC et l'axe y est orienté vers le haut. Le détecteur est symétrique par rapport au point d'interaction et de ce point, les côtés A et C sont définis tels que le côté A se situe du côté du demi-axe z positif et le côté C du côté du demi-axe négatif.

Dans cette structure en tonneau, les systèmes de coordonnées polaires ou sphériques peuvent être utilisés. En coordonnées polaires, l'axe z est celui des faisceaux et dans le plan transverse aux faisceaux, les coordonnées habituelles R et ϕ sont utilisées avec ϕ mesuré par rapport à l'axe x et compris entre $-\pi$ et π . Pour les indications sur les sous-détecteurs données dans ce chapitre, ce sont ces coordonnées qui sont utilisées. En coordonnées sphériques, le vecteur radial R est défini à partir du IP ; l'angle azimutal ϕ est le même qu'en polaires : toujours mesuré par rapport à l'axe x et compris entre $-\pi$ et π ; l'angle polaire θ est mesuré par rapport à l'axe z et il est compris entre 0 et π . La figure 2.1 montre un schéma d'ATLAS où tous les sous-détecteurs sont mis en évidence. Le système de coordonnées sphérique est aussi indiqué sur la figure.

Plusieurs quantités appartenant au plan transverse sont couramment utilisées, comme par exemple l'énergie transverse ou l'impulsion transverse qui sont définies par :

$$E_T = E \sin \theta \quad , \quad P_T = P \sin \theta \quad (2.1)$$

Dans les collisionneurs hadroniques, l'angle polaire θ est souvent exprimé en fonction de la pseudorapidité η selon la relation :

$$\eta \equiv -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right) \quad (2.2)$$

En effet, dans ce type de collisionneurs, la distribution de l'angle θ des particules produites n'est pas uniforme et il est préférable d'utiliser la pseudorapidité qui pallie cet inconvénient. Pour les particules fortement relativistes, la pseudorapidité η est environ égale à la rapidité y définie comme $y = 1/2 \ln[(E + P_z)/(E - P_z)]$. Cette grandeur, sous un boost le long l'axe z se transforme de façon additive. Ainsi les différences Δy ou $\Delta \eta$ sont invariantes de Lorentz. Dans les analyses de physique, la pseudorapidité est généralement préférée à la rapidité car elle est simplement fonction de l'angle θ et la connaissance de la masse des particules n'est pas nécessaire pour définir cette coordonnée.

La partie au centre du détecteur de définie par $|\eta| < 1.5$ est appelée le tonneau et les 2 extrémités du détecteur sont les bouchons. Bien que, grâce aux calorimètres à l'avant, la couverture en pseudorapidité du détecteur ATLAS atteint la valeur de $|\eta| < 4.9$, les analyses physiques concernent typiquement la région $|\eta| < 2.5$.

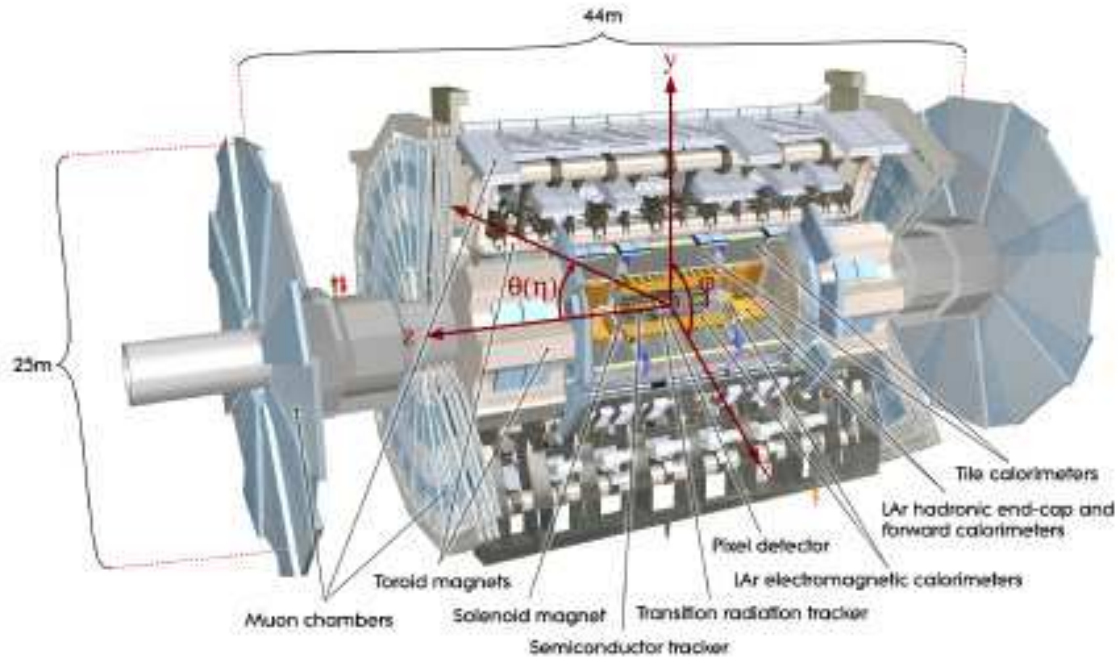


FIGURE 2.1 – Section du détecteur ATLAS. Le point d'interaction et le système de coordonnées sphériques sont mis en évidence.

2.2 Les champs magnétiques

Afin de courber les traces des particules chargées, ATLAS utilise un système composé de quatre aimants : un solénoïde central et trois toroïdes (voir figure 2.2) :

- **Le solénoïde central** : c'est un aimant supra-conducteur ayant un diamètre de 2.5 m et une longueur de 5.3 m. Il produit un champ magnétique uniforme de 2 T ayant des lignes de force parallèles à l'axe du faisceau. La fine épaisseur de cet aimant (45 mm équivalent à 0.66 longueur de radiation) permet de minimiser la quantité de matière devant le calorimètre électromagnétique. Il est situé dans le même cryostat que le calorimètre électromagnétique et il est refroidi à l'hélium liquide.
- **Les aimants toroïdaux** : trois aimants toroïdaux (un pour le tonneau et deux pour les bouchons) permettent la création d'un champ magnétique orthogonal à la trajectoire des muons. Chaque aimant toroïdal est constitué de 8 bobines permettant de courber la trajectoire des muons en θ . Les 8 bobines du tonneau sont placées dans des cryostats individuels, alors que les bobines des bouchons sont placées dans un cryostat unique.

2.3 Le détecteur interne

Le détecteur interne d'ATLAS est conçu pour avoir une très bonne reconnaissance de forme (*pattern recognition*, voir chapitre 4) et une excellente résolution de l'impulsion et des vertex primaires et secondaires pour les particules chargées ayant une impulsion au-delà d'un certain

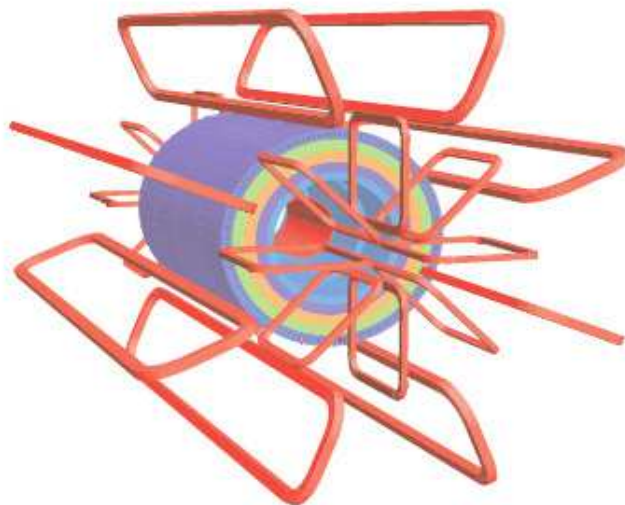


FIGURE 2.2 – *Système d'aimants de l'expérience ATLAS (en rouge) : un solénoïde central et trois aimants toroïdaux (un pour le tonneau et deux pour les bouchons) composés de 8 bobines chacun.*

seuil (0.5 GeV, valeur nominale) dans la région en pseudorapidité de $|\eta| < 2.5$. Ce sous-détecteur offre aussi de hautes performances de discrimination entre électrons et hadrons dans la région $|\eta| < 2.0$, pour une vaste région en énergie (entre 0.5 GeV et 150 GeV).

Le détecteur interne est composé de trois sous-systèmes complémentaires et indépendants : la région la plus interne utilise la technologie des semi-conducteurs et elle est composée d'un détecteur à pixels et d'un détecteur à micro-pistes en silicium ; la région la plus externe utilise une technologie de tubes à dérive remplis d'un mélange gazeux permettant la détection des radiations de transition. L'ensemble du détecteur interne est contenu à l'intérieur d'une enveloppe cylindrique d'environ 7 m de longueur et 1.15 m de diamètre et il baigne dans un champ magnétique de 2 T produit par le solénoïde central. Un schéma illustrant la structure du détecteur interne est présenté figure 2.3.

La proximité de ce détecteur avec l'axe du faisceau fait que l'environnement dans lequel il est situé est caractérisé par un très haut taux de radiations. Cela a imposé de fortes contraintes sur les composants électroniques et la structure mécanique. Les détecteurs à silicium sont maintenus à basse température (typiquement entre -5 et -10 degrés) pour minimiser le bruit dû aux dommages causés par les radiations. Malgré cette précaution, la couche la plus interne de ce sous-détecteur (appelé *B-Layer*) subit des détériorations. Par ailleurs il est prévu d'en ajouter une nouvelle après trois ans de fonctionnement à haute luminosité. Les tubes à dérive peuvent opérer à température ambiante.

La quantité de matériel utilisée pour la construction du détecteur interne a été minimisée afin de réduire au maximum la détérioration de la résolution du trajectographe. La figure 2.4 montre que la quantité de matière composant le détecteur interne varie entre 0.5 et 2.5 longueurs de radiation, X_0 , selon la position en pseudorapidité. La quantité de matériel dominante est celle des équipements de support du détecteur lui même. Par conséquent, les électrons sont susceptibles de perdre une bonne partie de leur énergie par rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) avant d'atteindre les calorimètres. De plus, environ 40% des photons se convertissent en paire électron-positron avant de rejoindre le cryostat entourant les calorimètres à argon liquide.

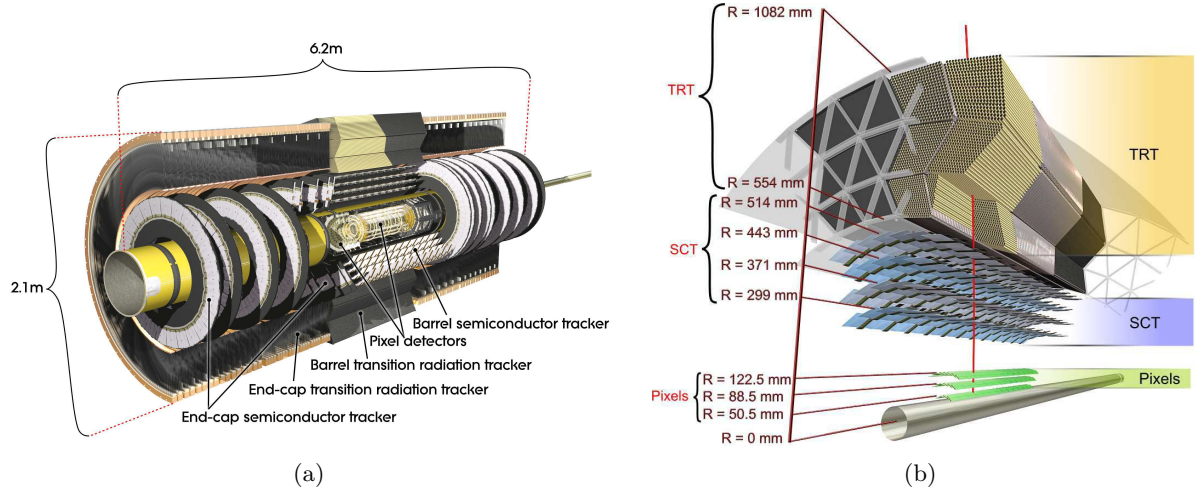


FIGURE 2.3 – (a) Section du détecteur interne; (b) Les trois sous-détecteurs (détecteur de vertex à pixels, détecteur de traces à pistes de silicium et trajectographe à radiations de transition) composant le détecteur interne sont montrés ainsi que leurs distances à l'axe du faisceau.

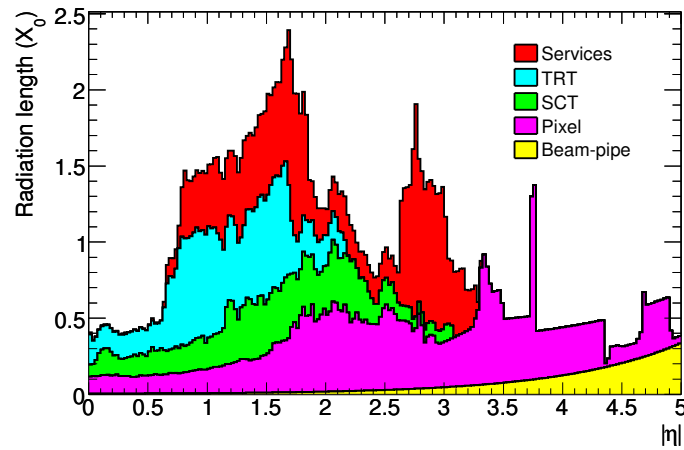


FIGURE 2.4 – Distribution du matériel jusqu'à l'enveloppe cylindrique contenant le détecteur interne en fonction de la pseudorapidité η .

2.3.1 Le détecteur à pixels

Le détecteur à pixels de silicium est le premier détecteur rencontré par les particules issues des collisions. Il couvre la région en pseudorapidité $|\eta| < 2.5$ et il est composé de trois couches cylindriques concentriques autour de l'axe du faisceau dans le tonneau, et de trois disques co-axiaux dans les bouchons. Les trois couches sont disposées à une distance radiale de 50.5 mm, 88.5 mm et 122.5 mm (et de 49.5 mm, 58.0 mm et 65.0 mm dans les bouchons). Chaque pixel a une surface de $50 \times 400 \mu\text{m}^2$ dans le plan $(R\phi \times z)$ et une épaisseur de $250 \mu\text{m}$. La précision pour chaque pixel est de $10 \mu\text{m}$ en $R\phi$ et de $115 \mu\text{m}$ en z (R) dans le tonneau (bouchons). Le détecteur de vertex se compose ainsi d'environ 80.4 millions de canaux.

La première couche de ce détecteur ($B - layer$), grâce à sa position très proche du point d'interaction permet de voir les particules de courte durée de vie et de déterminer la position des vertex secondaires associés à leur désintégration. Ce type d'information est normalement utilisé pour identifier la désintégration d'un quark b et donc identifier les jets de b (technique de b -tagging).

2.3.2 Le détecteur à micro-pistes de silicium

En s'éloignant du point d'interaction, le détecteur suivant est le détecteur à micro-pistes de silicium (SCT de l'anglais *Semi Conductor Tracker*). Ce sous-détecteur est formé de huit bandes de silicium de 128 mm de longueur et $80 \mu\text{m}$ de largeur, arrangées deux par deux, sur lesquelles sont placées des micro-pistes. Le SCT, avec une structure en couches (disques) dans le tonneau (bouchons) analogue à celle du détecteur de vertex, fournit huit points de mesure pour chaque trace. La distance radiale des points à l'axe du faisceau est montrée figure 2.3(b). La précision attendue pour chaque point de mesure est de $17 \mu\text{m}$ en $R\phi$ et de $580 \mu\text{m}$ en z (R) pour le tonneau (pour les bouchons). Le nombre total de canaux du SCT est d'environ 6.3 millions.

2.3.3 Le trajectographe à radiations de transition

La partie la plus externe du détecteur interne utilise la technologie des tubes à dérive entourés de matériel pour favoriser le rayonnement de transition lors du passage des particules. Les tubes à dérive d'un diamètre de 4 mm, sont remplis d'un mélange gazeux de xénon (70%), de dioxyde de carbone (27%) et d'oxygène (3%) et ils sont traversés par une anode en tungstène plaqué or. Lors du passage d'une particule chargée, les atomes des gaz s'ionisent et les électrons venant de cette ionisation dérivent vers l'anode où le signal électrique est collecté.

Le trajectographe à radiation de transition (TRT de l'anglais *Transition Radiation Tracker*) permet des points de mesure dans le plan (R, ϕ) dans le tonneau et dans le plan (z, ϕ) dans les bouchons. Les tubes à dérive, avec une longueur de 144 cm (37 cm) dans le tonneau (bouchons) sont disposés parallèlement à l'axe du faisceau (radialement) et permettent chacun une précision de mesure de $130 \mu\text{m}$. Le TRT est composé d'environ 351 000 canaux et couvre la région en pseudorapidité $|\eta| < 2.0$.

Le TRT, avec une moyenne de 36 points de mesure par trace chargée, permet une détection presque continue des traces des particules. Il est ainsi complémentaire des calorimètres pour l'identification des particules chargées. Il permet une très bonne discrimination entre les électrons et les pions : typiquement le passage d'un électron est caractérisé par un nombre de coups au delà du seuil le plus haut (*high threshold hits*) compris entre 7 et 10. Le pouvoir discriminant de ce sous détecteur est montré figure 2.5. Cette figure montre la probabilité pour le TRT d'enregistrer un coup au delà du plus haut des seuils (*high threshold hit*) en fonction du facteur de Lorentz $\gamma = E/m$, dans la région du tonneau du détecteur ATLAS. Pour réaliser cette figure, les données

suivantes ont été utilisées : pour des valeurs de γ élevées, un lot pur d'électrons a été obtenu grâce aux conversions de photons. Pour les basses valeurs de γ , toutes les traces sélectionnées sont utilisées et la masse des particules est considérée comme étant celle des pions. Pour les particules ayant un facteur γ supérieur à 1000, la probabilité que le TRT enregistre un coup au-dessus du plus haut seuil augmente beaucoup.

2.4 Les calorimètres

Le système calorimétrique d'ATLAS est composé d'un calorimètre électromagnétique et d'un calorimètre hadronique. Il est situé entre le détecteur interne et le spectromètre à muons. Des techniques de détection différentes sont utilisées dans le tonneau et dans les bouchons pour avoir la meilleure détection possible des multiples processus physiques attendus. Le système calorimétrique permet la mesure de l'énergie et la classification des particules en électrons, photons et jets, ainsi que la mesure de l'énergie transverse manquante. Ce détecteur possède une couverture en pseudorapidité allant jusqu'à $|\eta| < 5$ et une quasi complète couverture selon l'angle azimutal ϕ . Dans la région couverte par le TRT, les gerbes produites par les électrons et les photons sont contenues dans le calorimètre électromagnétique à argon liquide très finement segmenté et donc caractérisé par une excellente résolution en énergie et position (section 2.4.1.1). La technologie à argon liquide est aussi utilisée par le calorimètre hadronique dans les bouchons (section 2.4.1.2) et à l'avant (section 2.4.1.3) ; le corps central du calorimètre hadronique ($|\eta| < 1.7$) est en revanche réalisé en utilisant une technologie de tuiles scintillantes. Une section du détecteur ATLAS, illustrant le détail du système calorimétrique est montrée figure 2.6(a).

Les calorimètres doivent aussi réduire le taux de particules à l'entrée du spectromètre à muons. Ainsi, la profondeur totale du calorimètre électromagnétique dépasse les 22 longueurs de radiations (X_0) dans le tonneau et 24 X_0 dans les bouchons. La quantité de matière constituant les calorimètres exprimée en longueur d'interaction est montrée en fonction de la pseudorapidité η figure 2.6(b).

2.4.1 Les calorimètres à Argon Liquide

Les calorimètres à Argon liquide d'ATLAS (électromagnétique et hadronique) sont des calorimètres à échantillonnage, c'est-à-dire constitués par deux éléments : un milieu dense (absorbeur) pour freiner les particules et un milieu actif, l'argon liquide (appelé dans la suite *LAr*, de l'anglais *Liquid Argon*), dont les atomes sont ionisés lors du passage des particules. Le calorimètre électromagnétique est constitué par une alternance de couches de plomb et d'argon liquide, alors que dans les bouchons du calorimètre hadronique, et dans le calorimètre à l'avant, les couches d'absorbeur sont en cuivre.

Les calorimètres à échantillonnage ont en général une réponse bien linéaire, mais ils ne mesurent pas la totalité de l'énergie des particules incidentes. Grâce à des tests en faisceau, il est possible de déterminer la fraction entre l'énergie déposée dans le milieu actif et l'énergie totale déposée dans le calorimètre. Par exemple, pour le calorimètre électromagnétique d'ATLAS, cette fraction est estimée par la formule suivante [36] :

$$F = \frac{\Delta E_{LAr}}{\Delta E_{LAr} + \Delta E_{Pb}} \sim 19\% \quad (2.3)$$

où ΔE_{LAr} et ΔE_{Pb} sont respectivement l'énergie déposée dans l'argon liquide et dans le plomb. En connaissant F , il est possible d'estimer l'énergie totale à partir de l'énergie mesurée.

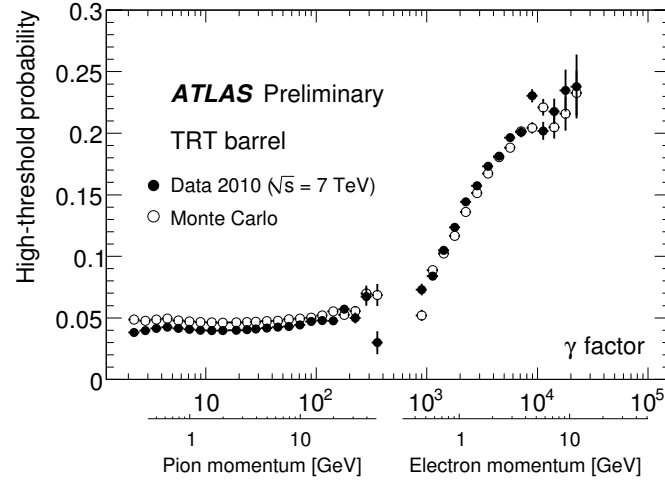


FIGURE 2.5 – Probabilité pour le TRT d’avoir un coup au delà du seuil le plus haut (high threshold hit) en fonction du facteur de Lorentz $\gamma = E/m$, dans le tonneau du détecteur ATLAS. La probabilité que le TRT enregistre un coup au dessus du plus haut seuil augmente pour les particules ayant un facteur γ supérieur à 1000 permettant ainsi de discriminer entre les électrons et les pions pour une région en énergie entre 1 et 150 GeV.

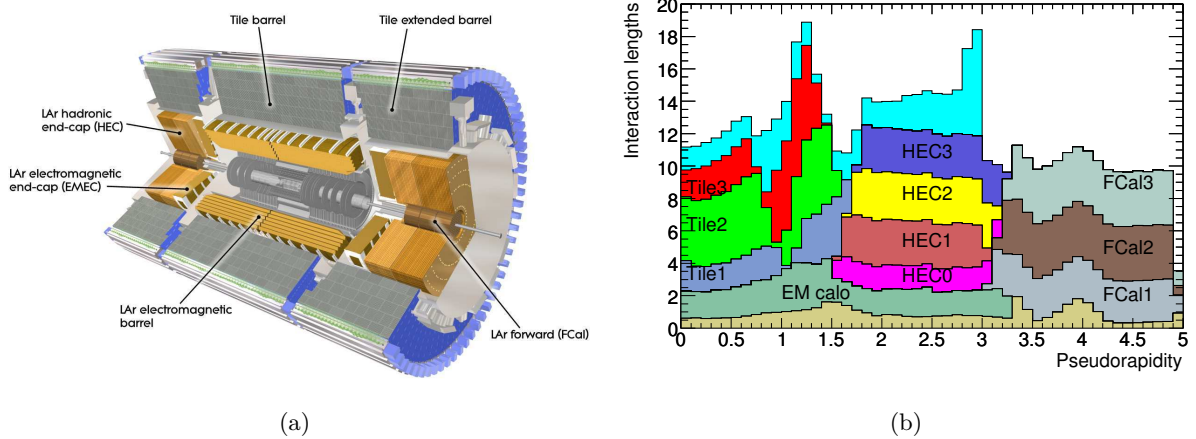


FIGURE 2.6 – (a) Section du détecteur ATLAS montrant le système calorimétrique; (b) Quantité de matière constituant les calorimètres, exprimée en longueur d’interaction, en fonction de la pseudorapacité η .

Les trois calorimètres à Argon liquide montrés figure 2.6(a) sont décrits dans les sections suivantes.

2.4.1.1 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique du détecteur ATLAS est conçu pour mesurer l'énergie des électrons et photons incidents ayant une énergie comprise entre 50 MeV et 3 TeV. Lors de leur passage à travers la matière, les particules telles que les électrons et les photons, perdent leur énergie selon différents processus. Pour des particules d'énergie supérieure à 100 MeV, les processus dominants sont le *rayonnement de freinage* (*Bremsstrahlung*) ($e^\pm \rightarrow e^\pm + \gamma$) et la création de paires ($\gamma \rightarrow e^+e^-$). Pour les particules moins énergétiques, ce sont les processus d'ionisation qui dominent.

La répétition de ces processus en cascade amène à la production d'un jet de particules, ou gerbe, de moins en moins énergétiques. Lorsque l'énergie des particules issues de ces processus secondaires devient inférieure à une certaine énergie seuil, la production en cascade s'arrête. Le nombre de particules dans une gerbe électromagnétique est proportionnel à l'énergie de la particule primaire incidente.

En plus de la mesure de l'énergie et de la reconstruction de la direction des photons et électrons, le calorimètre électromagnétique permet la distinction entre photons isolés et pions neutres, et également la mesure de la composante électromagnétique des jets.

Le calorimètre électromagnétique a été optimisé pour la recherche du boson de Higgs en particulier dans les canaux de désintégration $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow 4e$. Les performances attendues sont résumées ici [37] :

- **résolution en énergie :**

la recherche du boson de Higgs dans les canaux cités, demande une résolution en masse meilleure que 1 % [36]. Cela se traduit par une très bonne résolution en énergie. Elle est paramétrée de la façon suivante :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (2.4)$$

Le premier terme, a/\sqrt{E} correspond au terme d'échantillonnage, donc lié au développement de la gerbe. La valeur de a est de l'ordre de 10%. Le deuxième terme, b/E , est associé au bruit de la chaîne électronique ; b est de l'ordre de 300 MeV à basse luminosité mais peut atteindre 500 MeV lorsque du bruit dû à l'empilement se rajoute. Le troisième terme, c , est le terme constant, qui devient dominant à haute énergie : il tient compte de la qualité de l'étalonnage, des non-uniformités du calorimètre dues à la mécanique et/ou à l'électronique, et de la linéarité de la réponse ; les valeurs de c mesurées en 2010 pour chaque partie du détecteur sont données en fin de chapitre table 2.6.

- **résolution angulaire :** elle permet de déterminer la direction des particules neutres qui ne laissent pas de trace dans le détecteur interne. Elle se révèle donc une caractéristique fondamentale pour l'exploitation du canal $H \rightarrow \gamma\gamma$. La résolution angulaire pour l'angle θ est estimée à :

$$\sigma_\theta = \frac{50 \text{ mrad}}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$$

- **résolution temporelle** : elle est de l'ordre de 100 ps, et elle est nécessaire pour l'identification des particules à temps de vie long comme le neutralino, dans le cadre de la recherche des processus supersymétriques.

2.4.1.1.1 Le calorimètre électromagnétique tonneau

Le calorimètre électromagnétique tonneau (EMB, de l'anglais *ElectroMagnetic Barrel*)[38] est constitué de deux demi-tonneaux ($z < 0$ et $z > 0$) assurant une couverture en pseudorapidité de la région $|\eta| < 1.475$. Il est précédé par un pré-échantillonneur, qui s'étend jusqu'à $|\eta| = 1.8$, permettant la mesure de l'énergie perdue par les particules lors du passage dans la matière interposée entre le point d'interaction et le calorimètre (détecteur interne, solénoïde, cryostat).

Les absorbeurs en plomb sont séparés par une couche constante d'argon liquide (2.1 mm) refroidie à une température d'environ 88 K. Une électrode, composée de trois couches de cuivre, séparées entre elles par des couches de kapton, est maintenue au milieu de la couche d'argon liquide grâce à un espaceur à forme de nid d'abeille. Une haute tension de 2000 V (valeur nominale) est appliquée à l'électrode. La figure 2.7(a) montre un schéma des couches successives électrode-argon liquide, absorbeur.

Lors du passage d'une particule chargée, le milieu actif s'ionise et les électrons créés dérivent sous l'effet du champ électrique en produisant un signal électrique. La chaîne d'électronique de lecture, ainsi que la procédure suivie pour convertir le courant en mesure d'énergie est décrite section 3.1.

La géométrie choisie pour les absorbeurs et les électrodes, en forme d'accordéon assure une couverture azimutale (selon l'angle ϕ) sans région morte. De plus, afin que des particules ayant un angle d'incidence différent, traversent la même quantité de matière, l'épaisseur de la couche de plomb varie en fonction de la pseudorapidité η . Une transition se produit à $|\eta| = 0.8$ où l'épaisseur de plomb est diminuée de 1.5 mm à 1.1 mm (voir figure 2.8). Cette diminution permet de garder une fraction d'échantillonnage à peu près constante jusqu'à $|\eta| = 1.475$ et, en conséquence, une meilleure résolution en énergie.

Le calorimètre électromagnétique est divisé radialement en trois compartiments, chacun caractérisé par une granularité spécifique (voir figure 2.9) :

- **Le compartiment avant** (en anglais Layer 1 ou front layer) : il est constitué par des cellules finement segmentées en η , de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.0031 \times 0.1$ et couvrant la région $|\eta| < 1.4$. Ce compartiment en étant peu profond ($4.4 X_0$) permet de séparer les gerbes spatialement proches, comme deux photons issus de la désintégration d'un π^0 , ou bien d'améliorer la discrimination γ/π^0 ;
- **Le compartiment du milieu** (en anglais Layer 2 ou middle layer) : ce compartiment est caractérisé par des cellules de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$ et une profondeur entre 16 et $18 X_0$. C'est dans ce compartiment que les particules électromagnétiques déposent la majorité de leur énergie et que le point d'impact de la gerbe en (η, ϕ) est mesuré ;
- **Le compartiment arrière** (en anglais Layer 3 ou back layer) : ce compartiment est caractérisé par des cellules de granularité moins fine : $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.025$ et une profondeur de $2 X_0$ à $\eta = 0$. Il vise à l'estimation des pertes dues aux gerbes électromagnétiques qui ne sont pas entièrement contenues dans le compartiment précédent.

La quantité de matériel composant le tonneau du calorimètre électromagnétique en unité de longueur de radiation est montrée figure 2.7(b).

2.4.1.1.2 Les calorimètres électromagnétiques bouchons

Les calorimètres électromagnétiques bouchons (EMEC de l'anglais *ElectroMagnetic End-Cap*) [39] sont situés à chaque bout du calorimètre tonneau à $|z| \sim 4.3$ m. Comme pour le tonneau, il s'agit d'un calorimètre à échantillonnage avec alternance de couches d'argon liquide et de plomb en géométrie en accordéon. Ils couvrent la région en pseudorapidité $1.375 < |\eta| < 3.2$ et ils sont composés de deux roues, une externe ($1.375 < |\eta| < 2.5$) et une interne ($2.5 < |\eta| < 3.2$). Avant les calorimètres bouchons, dans la région $1.5 < |\eta| < 1.8$, un pré-échantillonneur est installé afin de compenser la dégradation de la mesure en énergie, due par exemple à la présence du cryostat du tonneau du calorimètre électromagnétique.

Comme pour le calorimètre tonneau, le calorimètre bouchon ($1.5 < |\eta| < 2.5$) est divisé en trois compartiments de granularité de plus en plus grossière au fur et mesure qu'on s'éloigne de l'axe du faisceau. La roue interne et la partie à plus basse pseudorapidité de la roue externe ($|\eta| < 1.5$) sont composées de seulement deux compartiments. La segmentation et la granularité des calorimètres bouchons sont montrées table 2.1

Dans les calorimètres bouchons, en plus de l'épaisseur de plomb qui varie, l'épaisseur d'argon liquide varie également radialement. En conséquence, la valeur nominale de la haute tension varie afin de garder un champ électrique et donc un temps de dérive des électrons constant.

2.4.1.1.2 Les calorimètres bouchons hadroniques (HEC)

Les calorimètres bouchons hadroniques (HEC de l'anglais *Hadronic End-Caps*) [40] sont des calorimètres à échantillonnage qui utilisent comme milieu absorbeur le cuivre. Le choix de l'argon liquide pour ces parties du calorimètre hadronique¹ vient de la nécessité d'un milieu actif très résistant aux radiations à cause de l'exposition intense de cette région. Ces calorimètres couvrent la région $1.5 < |\eta| < 3.2$ et ils sont logés dans les mêmes cryostats que les EMEC et les calorimètres à l'avant. Chaque bouchon hadronique est composé de deux roues indépendantes dont la granularité varie en fonction de la pseudorapidité. Les détails de la segmentation des bouchons hadroniques sont donnés table 2.2. Comme le corps central du calorimètre hadronique, ils permettent la reconstruction en énergie des particules qui ne sont pas contenues dans le calorimètre électromagnétique. En particulier ces calorimètres sont conçus pour la reconstruction des jets hadroniques et la mesure de l'énergie transverse manquante.

2.4.1.3 Les calorimètres à l'avant (FCal)

Les calorimètres à l'avant (FCal de l'anglais *Forward Calorimeter*) [41] sont localisés dans la région $3.1 < |\eta| < 4.9$ et ils sont logés dans le même cryostat que le EMEC et le HEC. Grâce à leurs proximités et connections avec ces détecteurs, ils permettent une bonne herméticité de la couverture calorimétrique tout en minimisant les pertes d'énergie dans les zones mortes entre les calorimètres.

La technologie utilisée pour ces calorimètres est totalement différente des autres calorimètres à argon liquide : il comprend un compartiment électromagnétique avec des absorbeurs en cuivre, et deux compartiments hadroniques avec des absorbeurs en tungstène. Les blocs d'absorbeur sont percés de tubes parallèles à l'axe du faisceau à l'intérieur desquels se trouvent des électrodes

1. Le corps central du calorimètre hadronique utilise une technologie à tuiles scintillantes (voir section 2.4.2).

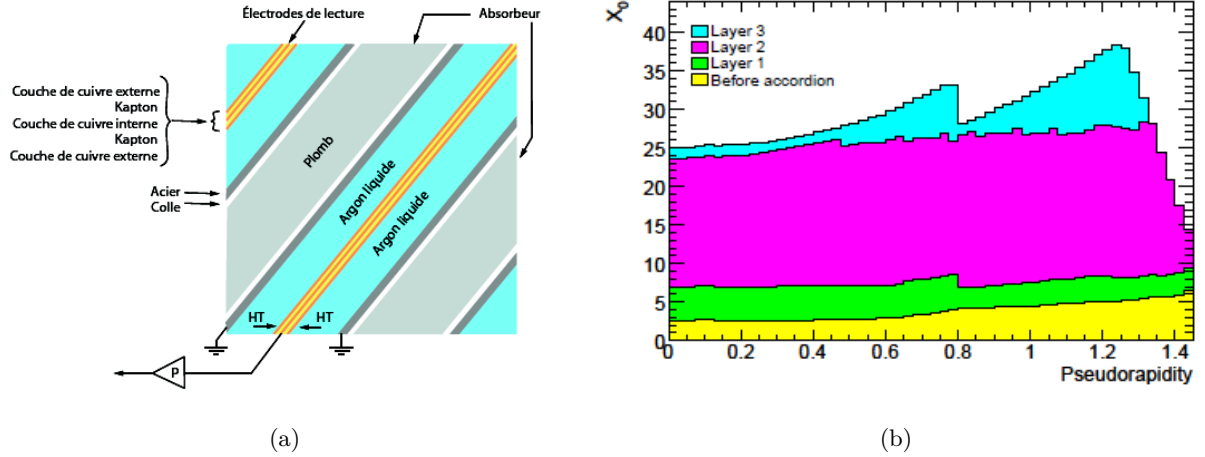


FIGURE 2.7 – (a) Schéma des couches successives d'absorbeur (Pb), milieu actif (LAr) et électrodes, composant le calorimètre électromagnétique (EMC) à argon liquide du détecteur ATLAS. Une haute tension (HT) est appliquée entre les couches externes de l'électrode (cathode) et l'absorbeur (anode, reliée à la masse). La couche interne de l'électrode récolte les courants d'ionisation. (b) Épaisseur en unité de longueurs de radiation (X_0) en fonction de la pseudorapacité η des différents compartiments du tonneau du calorimètre électromagnétique.

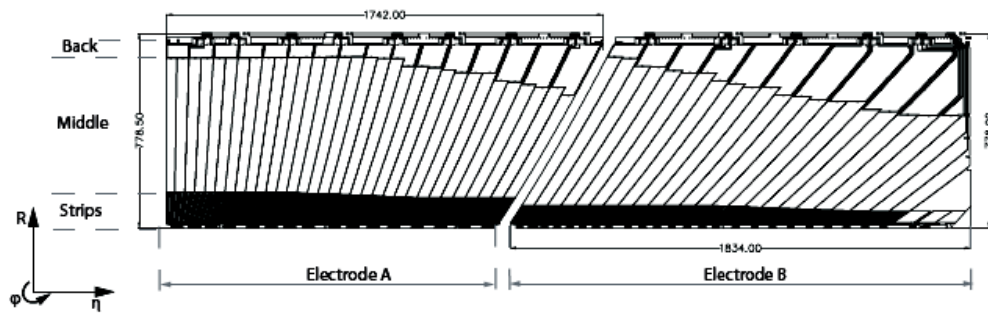


FIGURE 2.8 – Schéma en coupe dans le plan (R – η) d'une électrode du calorimètre tonneau. La diminution de l'épaisseur de plomb et la diminution qui s'en suit de la taille des cellules est visible à $\eta = 0.8$. La segmentation radiale laisse apparaître la segmentation en trois compartiments différents : avant (strips), milieu (middle) et arrière (back).

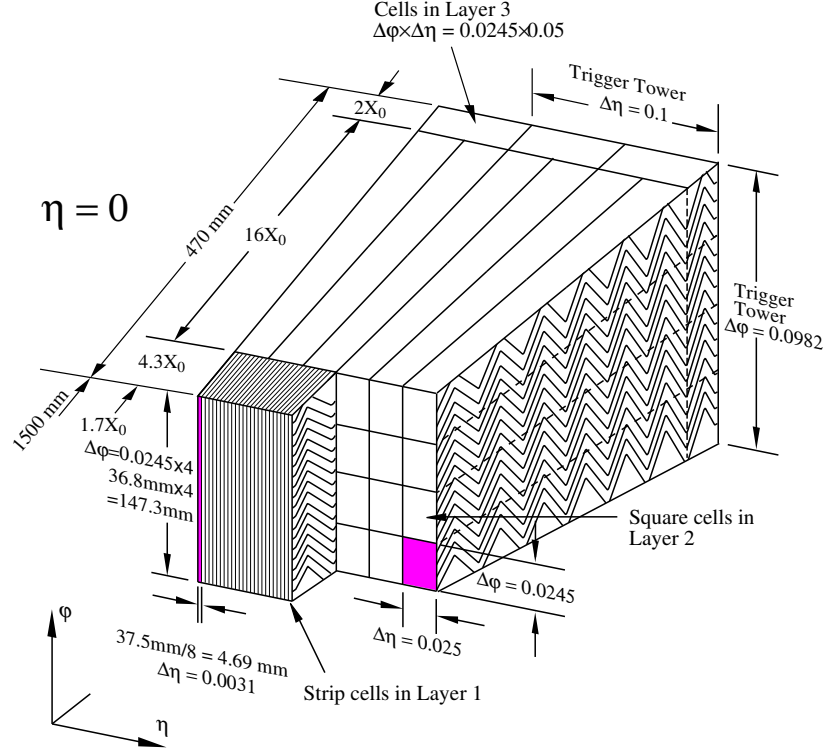


FIGURE 2.9 – Segmentation du calorimètre électromagnétique tonneau : pour chaque compartiment (avant, milieu et arrière) la taille des cellules est indiquée.

η	avant (Layer 1)	milieu (Layer 2)	arrière (Layer 3)
1.375-1.425	$0.050 \times 2\pi/64$	$0.050 \times 2\pi/256$	
1.425-1.5	$0.025 \times 2\pi/64$	$0.025 \times 2\pi/256$	
1.5-1.8	$0.025/8 \times 2\pi/64$	$0.025 \times 2\pi/256$	$0.050 \times 2\pi/256$
1.8-2.0	$0.025/6 \times 2\pi/64$	$0.025 \times 2\pi/256$	$0.050 \times 2\pi/256$
2.0-2.4	$0.025/4 \times 2\pi/64$	$0.025 \times 2\pi/256$	$0.050 \times 2\pi/256$
2.4-2.5	$0.025 \times 2\pi/64$	$0.025 \times 2\pi/256$	$0.050 \times 2\pi/256$
2.5-3.2	$0.1 \times 2\pi/64$	$0.1 \times 2\pi/64$	

TABLE 2.1 – Granularité en (η, ϕ) des compartiments des calorimètres électromagnétiques bouchons en fonction de η [39].

cylindriques. L'exposition à un haut taux de radiations a amené au choix d'une diminution de l'épaisseur de la couche d'argon liquide afin de minimiser la possibilité de formation d'ions et, en même temps, pour garantir la densité la plus importante possible. La figure 2.10 montre une vision schématique des calorimètres à l'avant.

2.4.2 Le calorimètre hadronique à tuiles

Le calorimètre hadronique à tuiles d'ATLAS est conçu pour mesurer l'énergie et la position des jets et des hadrons isolés et il est situé juste à l'extérieur du calorimètre électromagnétique et couvre la région $|\eta| < 1.7$ ².

Le calorimètre hadronique à tuiles est un calorimètre à échantillonnage utilisant du fer comme milieu absorbeur et des tuiles scintillantes à base de polystyrène comme milieu actif. La lumière ultraviolette émise lors de la désexcitation des molécules est collectée par des fibres optiques et transportée jusqu'à des photomultiplicateurs situés sur le côté externe du tonneau qui transforment le signal lumineux en signal électrique. Il est constitué de trois sous-parties :

- une partie centrale qui s'étend jusqu'à $|\eta| < 1.0$ et qui entoure le cryostat du calorimètre électromagnétique tonneau ;
- deux extensions latérales du tonneau, couvrant les régions $0.8 < |\eta| < 1.7$, situées autour des cryostats des bouchons.

Le calorimètre hadronique à tuiles est segmenté en trois compartiments avec une granularité différente. La granularité est de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ pour les deux premiers compartiments et de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.1$ pour le troisième. La granularité du calorimètre hadronique (tonneau, extensions et bouchons) est résumée table 2.2.

La géométrie du calorimètre à tuiles est schématisée figure 2.11. L'orientation radiale et perpendiculaire à l'axe du faisceau des tuiles scintillantes permet une couverture totale selon l'angle azimutale. De plus, le regroupement des tuiles comporte une géométrie pseudo-projective selon la direction de la pseudorapidité.

2.5 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons est le détecteur le plus externe d'ATLAS. Il est composé par une combinaison d'aimants toroïdaux supra-conducteurs, instrumentée par un système de déclenchement autonome et des chambres de précisions. Ce détecteur permet une mesure indépendante du détecteur interne de l'impulsion des muons dans la région $|\eta| < 2.7$ et un déclenchement aussi indépendant du système central dans la région $|\eta| < 2.4$.

La figure 2.12 montre un schéma du spectromètre à muons en mettant en évidence les quatre sous-systèmes qui le composent et qui sont discutés dans la suite de la section. La table 2.3 résume le nombre de canaux, le nombre de points de mesure et les performances attendues en terme de résolution pour chacun des quatre sous-systèmes du spectromètre d'ATLAS.

2. Les bouchons du calorimètre hadronique utilisant une technologie différente (LAr-Cu), ils ont été présentés section 2.4.1.2

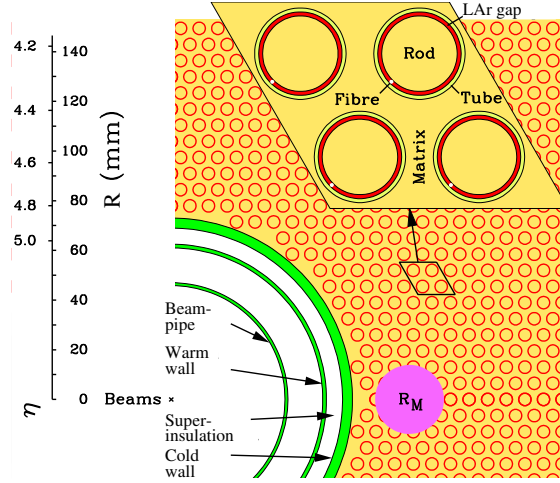


FIGURE 2.10 – Vision schématique des tubes des calorimètres à l'avant.

Région		avant	milieu	arrière
Tonneau	$ \eta < 1.0$	0.1×0.1	0.1×0.1	0.2×0.1
Extensions	$0.8 < \eta < 1.7$	0.1×0.1	0.1×0.1	0.2×0.1
Bouchons	$1.5 < \eta < 2.5$	0.1×0.1	0.1×0.1	0.2×0.1
	$2.5 < \eta < 3.2$	0.2×0.2	0.2×0.2	0.2×0.2

 TABLE 2.2 – Granularité (η, ϕ) du calorimètre hadronique.

Type	résolution			Points de mesure par trace		Nombre de	
	z/R	ϕ	temps	tonneau	bouchons	chambres	canaux
MDT	$35 \mu\text{m}$	–	–	20	20	1150	354k
CSC	$40 \mu\text{m} (R)$	5 mm	7 ns	–	4	32	30.7k
RPC	10 mm (z)	10 mm	1.5 ns	6	–	606	373k
TGC	2-6 mm (R)	3-7 mm	4 ns	–	9	3588	318k

TABLE 2.3 – Résumé des caractéristiques techniques de chaque sous-système composant le spectromètre à muons d'ATLAS. Pour chaque sous-système la résolution attendue, le nombre des points de mesure par trace et le nombre de composants (chambres et canaux de lecture) sont donnés.

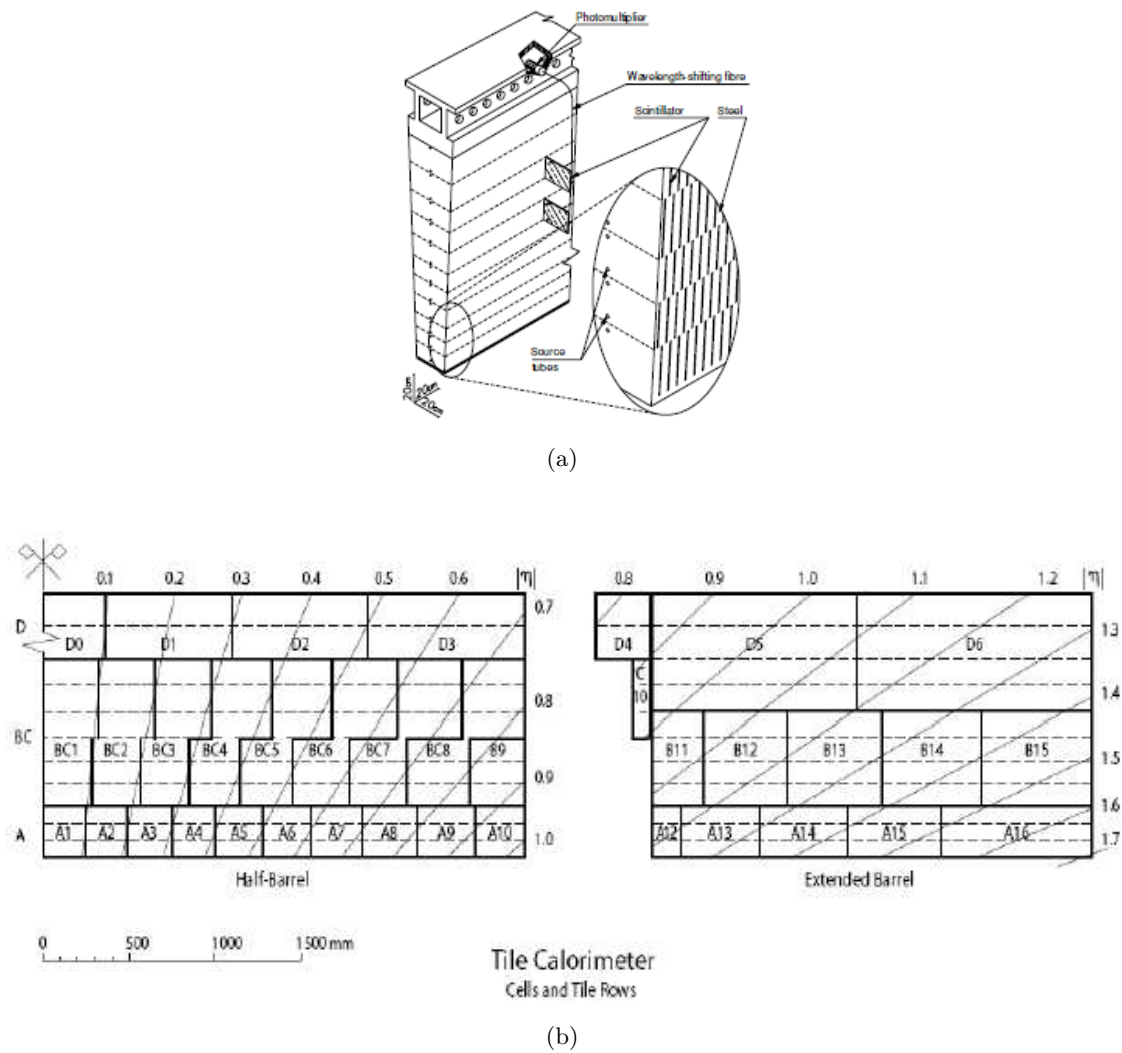


FIGURE 2.11 – (a) Illustration des composantes dans un module du calorimètre hadronique à tuiles ; (b) géométrie du calorimètre dans le plan $(R - \phi)$; les lignes diagonales montrent la configuration semi-projective des cellules.

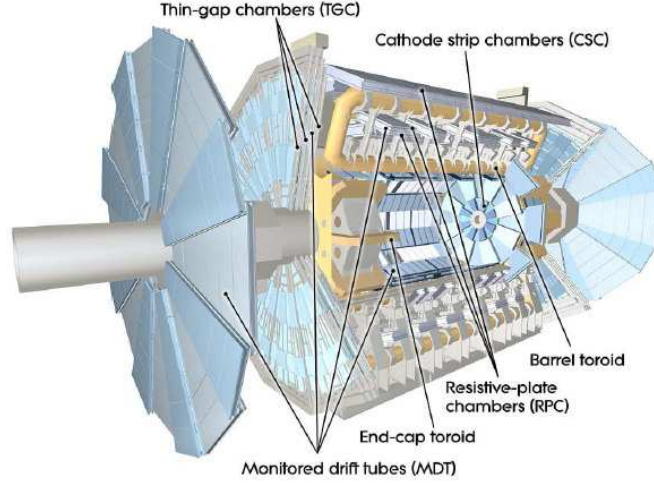


FIGURE 2.12 – Vue schématique du spectromètre à muons : les MDT et les CSC aident à la reconstruction de l'impulsion des muons ; les RPC et TGC permettent un déclenchement indépendant.

2.5.1 Chambres de détection

La détection des muons dans la région $|\eta| < 2.0$ est effectuée grâce à des tubes à dérive en aluminium (MTD, de l'anglais *Monitored Drift Tubes*). Les tubes sont remplis d'un mélange gazeux d'argon (93%) et de dioxyde de carbone (7%) maintenu à une pression de 3 bar. Au centre de chaque tube, une anode de $50\ \mu\text{m}$ en tungstène-rhénium, soumise à une tension d'environ 3000 V permet d'obtenir un champ électrique radial. Chaque tube a un diamètre de 30 mm et ils sont regroupés en chambre de six ou huit couches de tubes pour permettre une résolution sur la position en pseudorapacité de $80\ \mu\text{m}$.

A plus grande pseudorapacité ($2.0 < |\eta| < 2.7$), les MDT sont remplacés par des chambres plus rapides à multi-fils fonctionnant en mode proportionnel (CSC de l'anglais *Cathod Strip Chambers*) pour gérer le plus grand flux de particules. Comme les MDT, ces chambres de détection sont toujours remplies d'un mélange gazeux d'argon et de dioxyde de carbone. Plusieurs fils d'anode sont disposés radialement et la piste de la cathode est segmentée de façon à avoir des bandes parallèles et orthogonales aux fils. Les bandes perpendiculaires au fil d'anode permettent de mesurer précisément la position en pseudorapacité, celles orientées parallèlement au fil permettent la mesure de la coordonnée ϕ . La résolution spatiale attendue est de $40\ \mu\text{m}$ en R et 5 mm en ϕ ; la résolution temporelle attendue est de 7 ns.

2.5.2 Chambres de déclenchement

Le système de déclenchement dans la partie tonneau du spectromètre d'ATLAS est réalisé à l'aide de trois couches de chambres à plaques résistives (RPC de l'anglais *Resistive Plate Chamber*). Chaque plaque est composée de deux couches indépendantes, chacune permettant la mesure de la position en pseudorapacité η et en angle azimutale ϕ . Grâce à cette structure, six points par coordonnée sont mesurés pour chaque particule traversant les RPC. Les RPC sont constitués par deux plaques parallèles. L'espace entre les deux plaques est rempli d'un mélange gazeux et une haute tension est appliquée générant un champ électrique de 4.9 kV/mm. Lors du passage d'un muon, une cascade d'ionisation est formée et rapidement collectée. La résolution

spatiale attendue est de 10 mm pour chaque coordonnée et la résolution temporelle est estimée inférieure à 2 ns.

Dans les bouchons, les RPC sont remplacés par les TGC (de l'anglais *Thin Gap Chamber*). Concernant le principe de détection, les TGC sont similaires aux chambres CSC mais elles ont un espace réduit entre l'anode et le plan de la cathode et ainsi qu'entre les anodes entre elles, permettant une très bonne résolution en temps.

2.6 Le système de déclenchement

Un des défis majeurs pour les expériences auprès du LHC est d'enregistrer les événements d'intérêt physique étant donnée la quantité de données produites et la haute fréquence de collisions. À la valeur de luminosité nominale ($\mathcal{L} = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$), le taux d'interactions prévu est de 1 GHz, alors que l'enregistrement des données est limité à 200 Hz avec les contraintes imposées par la technologie utilisée et la capacité de stockage des données. Le système de déclenchement d'ATLAS doit donc permettre le rejet d'un facteur 10^6 tout en appliquant une sélection efficace des événements de physique liés à des processus potentiellement intéressants.

Le système de déclenchement d'ATLAS est divisé en trois niveaux : le premier niveau est strictement basé sur les informations brutes des détecteurs, alors que les deux autres niveaux utilisent aussi des logiciels de reconstruction des impulsions et directions des particules. Cette distinction est à l'origine du fait que les deux derniers niveaux du système de déclenchement sont couramment appelés "déclenchement de haut niveau" (HLT de l'anglais *High Level Trigger*).

- **Niveau 1 :** appelé couramment L1 (de l'anglais *Level 1*), ce premier niveau est strictement basé sur les composantes géométriques du détecteur (*hardware-based trigger*) : il collecte les informations venant des calorimètres et des systèmes de déclenchement du spectromètre (RPC et TGC, voir section 2.5.2) à la fréquence de croisements des faisceaux (40 MHz) et réduit la fréquence d'enregistrement à 75 kHz. La décision prise par ce système doit rejoindre l'électronique frontale dans un temps inférieur à $2 \mu\text{s}$ et elle a pour but de repérer les événements ayant des particules à grande impulsion transverse ou ayant une haute valeur d'énergie transverse manquante.

Au niveau des calorimètres, des "tours" de cellules projectives de dimensions $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ (appelées "tours calorimétriques") sont créées en sommant analogiquement les énergies des cellules impliquées grâce à des cartes électroniques dédiées. Des "chaînes de déclenchement" sont définies à partir de la valeur en énergie qu'une tour peut avoir enregistrée. Lorsque l'énergie d'une tour dépasse un seuil prédéfini, la chaîne de déclenchement associée est activée. L'appellation technique de ces chaînes est du type $L1_EMx$ où x est la valeur du seuil en énergie.

Lorsqu'une ou plusieurs chaînes de déclenchement s'activent, les informations venant des tours calorimétriques et des systèmes de déclenchement du spectromètre sont combinées pour créer des "régions d'intérêt" (RoI de l'anglais *Region of Interest*). C'est cette combinaison d'information qui est à la base de la sélection appliquée par le niveau 2 du système de déclenchement.

- **Niveau 2 :** appelé couramment L2 (de l'anglais *Level 2*), ce niveau du système de déclenchement réduit à 3.5 kHz le taux d'événements à enregistrer avec un temps de décision d'environ 40 ms. Pour ce faire, à partir des "régions d'intérêt" construites par le niveau L1, le niveau L2 combine les informations venant des calorimètres et du spectromètre avec

les informations venant du trajectographe. A ce stade, les informations sont combinées en considérant la granularité la plus fine de chaque sous-détecteur pour former les candidats électrons, photons, muons et affiner la reconstruction de la position et de l'énergie de ces objets estimée par le L1. Cette première reconstruction des objets physiques est faite à l'aide de versions simplifiées des algorithmes de reconstruction standards qui permettent un temps de traitement inférieur à 40 ms.

- **Niveau 3** : c'est le dernier niveau du système de déclenchement couramment appelé "EF" (de l'anglais *Event Filter*). Ce système utilise pour sa sélection, les informations relatives à l'événement entier et il exécute les mêmes algorithmes que ceux utilisés pour la reconstruction hors-ligne. Le temps d'exécution est d'environ 4 s et le taux d'événements est réduit à 200 Hz.

L'ensemble du système de déclenchement du détecteur ATLAS est représenté figure 2.13.

Les chaînes de déclenchement communément utilisées pour sélectionner un lot de données pour les analyses de physique sont "non-prescalés" c'est-à-dire que tous les événements qui satisfont les conditions de la chaînes sont gardés. La plupart de ces chaînes prévoit l'application de sélections inclusives et les seuils appliqués reflètent un compromis entre la sélection du signal et le rejet du bruit de fond.

Cependant, il existe un nombre élevé de chaînes qui sont pré-scalées car elles sélectionnent un nombre d'événements trop élevé ou des événements de physique jugés moins intéressants. Ces chaînes ne sont donc pas dédiées aux analyses de physique directement, mais elles fournissent des lots de données qui peuvent être utilisés pour de nombreuses vérifications, ou pour les procédures de calibration des détecteurs ou encore pour la surveillance de la prise de données elle-même.

En parallèle avec le système de déclenchement, il existe deux autres systèmes indépendants et complémentaires qui sont responsables de la prise de données (DAQ de l'anglais *Data Acquisition System*) et du contrôle de l'ensemble des infrastructures de l'expérience (DCS de l'anglais *Detector Control System*).

Le DAQ gère le stockage temporaire des données dans l'attente de la réponse du système de déclenchement. Seuls les événements qui passent aussi la sélection faite par le Niveau 3 sont enregistrés dans les ordinateurs du CERN. De plus que l'enregistrement des données, le DAQ surveille le fonctionnement des détecteurs et des algorithmes de reconstruction qui contribuent aux procédures de prise de données.

Le DCS assure la cohérence des opérations d'acquisition des données en vérifiant le statut des sous-détecteurs et des infrastructures, par la surveillance par exemples des paramètres tels que les hautes tensions ou les températures.

2.7 Les performances du détecteur ATLAS

Les performances attendues pour le détecteur ATLAS sont résumées pour chaque sous-détecteur table 2.4 [38]. Le statut du détecteur à la fin de la période de prise de données en 2010 est donné table 2.5.

2.7.1 Le démarrage et les performances en 2010

Un des buts principaux de l'expérience ATLAS pour 2010 était d'effectuer le plus possible de mesures de section efficace des processus du modèle standard. Pour ce faire, une mesure précise de la luminosité intégrée est indispensable. Pendant la période de prise de données de

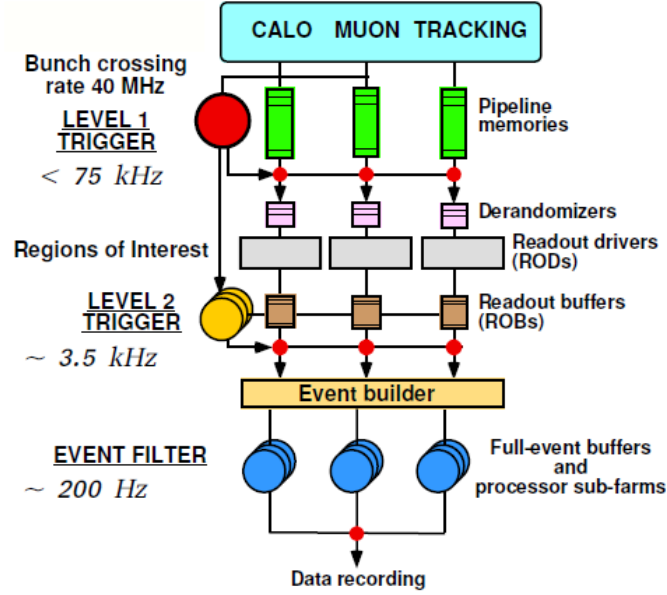


FIGURE 2.13 – Le système de déclenchement de l'expérience ATLAS.

Sous-système	Résolution attendue		Couverture en pseudorapidité	
			Mesure	Déclenchement
Détecteur Interne	$\sigma_{p_T}/p_T = 0.05\%$	$\pm 1\%$	± 2.5	
Calorimètre EM	$\sigma_E/E = 10\%\sqrt{E}$	$\pm 0.7\%$	± 3.2	± 2.5
Calorimètre Hadronique				
Tonneau et bouchons	$\sigma_E/E = 50\%\sqrt{E}$	$\pm 3\%$	± 3.2	± 3.2
A l'avant	$\sigma_E/E = 100\%\sqrt{E}$	$\pm 10\%$	$3.1 < \eta < 4.9$	$3.1 < \eta < 4.9$
Spectromètre à Muons	$\sigma_{p_T}/p_T = 10\%$	à p_T 1 TeV	± 2.7	± 2.4

TABLE 2.4 – Performances attendues pour les différents sous-détecteurs d'ATLAS [38]. Pour les muons de haute impulsion transverse, les performances du spectromètre sont indépendantes de celles du détecteur interne. Les valeurs d'énergie sont données en GeV.

2.7. LES PERFORMANCES DU DÉTECTEUR ATLAS

Sous-système	Nombre de canaux	Fraction des canaux en fonctionnement
Le détecteur interne		
Pixels	80 <i>M</i>	97.2%
SCT	6.3 <i>M</i>	99.2%
TRT	350 <i>k</i>	97.5%
Les calorimètres		
Calorimètre électromagnétique (LAr EM)	170 <i>k</i>	99.9%
Calorimètre hadronique à tuiles (TileCal)	9800	98.8%
Calorimètre hadronique bouchons (HEC)	5600	99.8%
Calorimètre à l'avant (FCal)	3500	99.9%
Le spectromètre à muons		
Chambres de détection (MDT)	354 <i>k</i>	99.8%
Chambres de détection (CSC)	31 <i>k</i>	98.5%
Chambres de déclenchement (RPC)	373 <i>k</i>	97.0%
Chambres de déclenchement (TGC)	318 <i>k</i>	99.1%

TABLE 2.5 – Nombre de canaux et statut de chaque sous-système du détecteur ATLAS avant le début de la prise de données de 2011 [42].

2010, ATLAS a enregistré 45.0 pb^{-1} des 48.1 pb^{-1} délivrés par le LHC, sous condition de faisceaux stables avec une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ (voir figure 2.14). Cela correspond à une efficacité de prise de données du détecteur ATLAS de 93.6%.

La luminosité enregistrée par ATLAS est estimée par une méthode de comptage de la fraction de croisement des faisceaux qui permet d'enregistrer un “événement” satisfaisant une série de critères bien définis³. Le nombre de ces interactions est mesuré pour l'expérience ATLAS par des détecteurs indépendants : par exemple, pendant la première période de prise de données à basse luminosité ($\mathcal{L} < 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$), ATLAS a été équipé de scintillateurs segmentés destinés au comptage des événements de biais minimum lors des croisements des faisceaux (MBTS de l'anglais *Minimum Bias Trigger Scintillators*). Un autre détecteur qui permet le comptage des événements issus des collisions est le calorimètre à argon liquide, grâce à sa résolution en temps d'environ 1 ns. La mesure de luminosité avec ce détecteur est faite à partir des dépôt d'énergie dans la roue interne des bouchons électromagnétiques ou dans le premier compartiment du détecteur à l'avant. Ou encore, un sous-détecteur d'ATLAS spécifique pour la mesure de la luminosité est LUCID : c'est un détecteur de lumière Cherenkov, composé par 16 tubes en alluminium réfléchant la lumière rempli de gaz, disposés autour du tube à vide.

Ces détecteurs sont calibrés en utilisant la méthode van-der-Meer de séparation des faisceaux, pour laquelle les deux faisceaux sont scannés l'un par rapport à l'autre dans le plan horizontal et vertical afin de déterminer leur recouvrement. L'incertitude systématique associée à cette mesure est estimée à 3.4% [44].

Parmi les résultats obtenues avec les données 2010, certains relatifs au calorimètre électromagnétique sont rapidement rappelés ici car ils sont importants pour la suite de ce manuscrit.

La figure 2.15 montre le spectre de masse invariante mesuré avec les données 2010 pour des paires d'électrons venant de la désintégration du J/Ψ ((a)) et du boson Z ((b)). Ces mesures ont permis d'estimer le facteur de correction à appliquer sur l'échelle en énergie des électrons [45] (voir figure 2.16).

3. Par exemple, un croisement de faisceau est considéré contenant un “événement” si au moins une interaction proton-proton venant de ce croisement amène au moins un signal (*hit*) dans le détecteur considéré [43].

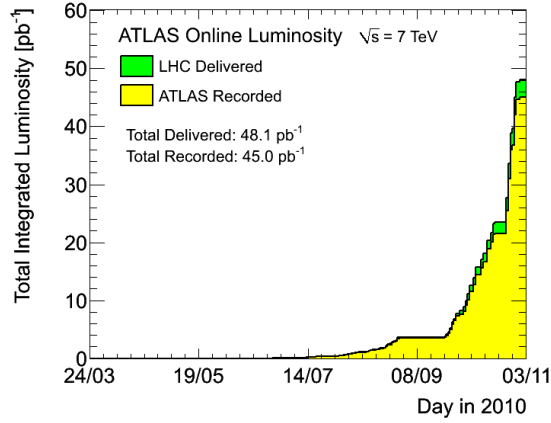


FIGURE 2.14 – Luminosité intégrée enregistrée par l'expérience ATLAS en 2010 par rapport à celle délivrée par le LHC sous condition de faisceaux stables avec une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 7$ TeV.

Une première mesure de la résolution en énergie du calorimètre a aussi été faite avec les données 2010. Pour extraire les termes a et b correspondant au terme d'échantillonnage et de bruit électronique (voir équation 2.4), une statistique plus abondante que celle disponible en 2010 est nécessaire. Cependant le terme constant c peut être estimé à l'aide des analyses mesurant la masse invariante des paires d'électrons venant de la désintégration du boson Z . Le résumé des valeurs mesurées pour le terme constant est montré table 2.6. Par exemple, pour le tonneau du calorimètre électromagnétique, le terme constant mesuré est de $1.2\% \pm 0.1\%$ (stat) $^{+0.5\%}_{-0.6\%}$ (syst), ce qui est en accord avec la valeur attendue de 0.7% (voir table 2.4).

La prise de données 2011 n'est pas encore terminée mais elle a déjà montré les excellentes performances de tous les sous détecteurs et donné lieu à un grand nombre de publications.

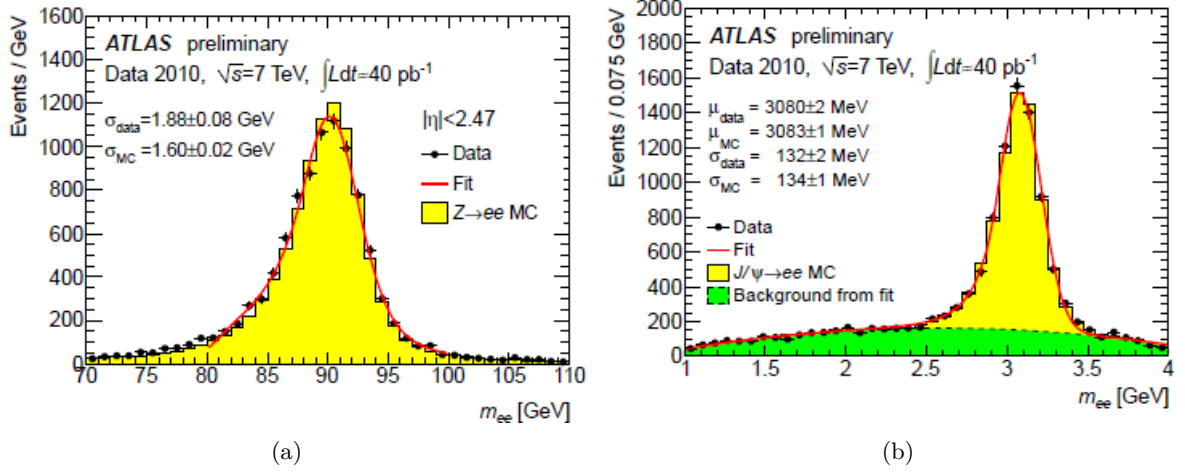


FIGURE 2.15 – Mesures des masses invariantes pour des paires d'électrons venant de la désintégration du J/Ψ (a) ou du boson Z (b) obtenues en utilisant le lot de données 2010 [45].

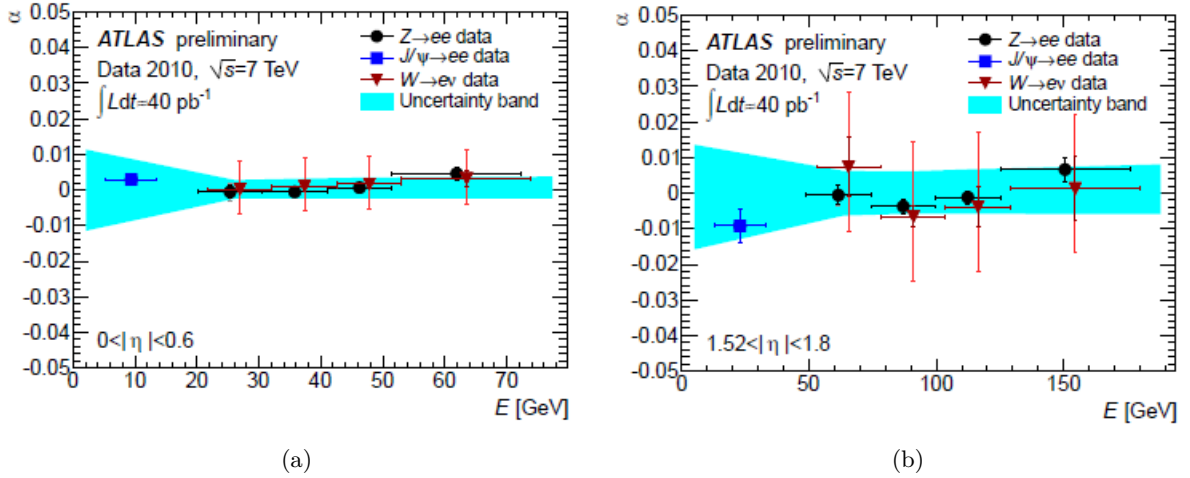


FIGURE 2.16 – Facteur de correction à appliquer à l'échelle en énergie des électrons en fonction de l'énergie des électrons pour la région $0 < |\eta| < 0.6$ (a) et la région $1.52 < |\eta| < 1.8$ (b). Ces facteurs sont estimés à partir des procédures de calibration utilisant les électrons venant de la désintégration des J/Ψ ou des Z [45].

Région	terme constant c					
Tonneau	1.2%	\pm	0.1%	(stat)	$+0.5\%$ -0.6%	(syst)
Bouchon roue externe	1.8%	\pm	0.4%	(stat)	$\pm 0.4\%$	(syst)
Bouchon roue interne	3.3%	\pm	0.2%	(stat)	$\pm 1.1\%$	(syst)
Calorimètre à l'avant	2.5%	\pm	0.4%	(stat)	$+1.0\%$ -1.5%	(syst)

TABLE 2.6 – Terme constant c contribuant à la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique, mesuré avec le lot de données collecté en 2010.

Chapitre 3

Impact de la calibration de la chaîne de lecture électronique sur la reconstruction de l'énergie des cellules du calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique (EM) du détecteur ATLAS est un calorimètre à échantillonnage constitué d'argon liquide comme milieu actif et de plomb comme absorbeur, avec une géométrie en accordéon. Le principe de fonctionnement, décrit en section 2.4.1, se base sur l'ionisation du milieu actif lors du passage des particules chargées. L'application d'un champ électrique aux extrémités de l'espace d'argon liquide (gap) est responsable de la dérive des électrons d'ionisation et a pour conséquence la création d'un courant électrique, dont l'amplitude maximale est proportionnelle à l'énergie déposée dans le milieu actif. Ce courant est ensuite amplifié, mis en forme, échantillonné et numérisé par la chaîne électronique de lecture.

Ce chapitre est divisé en trois parties. La première partie est dédiée à la présentation et au fonctionnement de la chaîne d'électronique de lecture (section 3.1). Puis, la procédure utilisée pour mesurer la charge déposée dans chaque cellule en unité d'énergie est expliquée (section 3.2). La troisième partie de ce chapitre (section 3.3) présente l'étude des systématiques liées aux variations des constantes de calibration qui affectent la reconstruction de l'énergie des cellules. L'analyse présentée dans ce chapitre se focalise sur le côté A du tonneau du calorimètre électromagnétique soit $\eta < 1.4$ ¹.

3.1 L'électronique de lecture

Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS est conçu pour mesurer l'énergie des électrons et des photons incidents entre 50 MeV et 3 TeV. Le vaste domaine en énergie, la segmentation du calorimètre EM, ainsi que la fréquence très élevée des collisions au LHC, imposent des fortes contraintes sur le choix de l'électronique de lecture [38].

1. La région A du calorimètre tonneau est définie comme la zone pour laquelle $z > 0$ où z est l'axe du faisceau (voir section 2.1).

CHAPITRE 3. IMPACT DE LA CALIBRATION DE LA CHAÎNE DE LECTURE ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES DU CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

Typiquement, une gerbe électromagnétique dépose de l'énergie dans environ 100 à 1000 cellules ; c'est pourquoi le bruit électronique cohérent doit être bien maîtrisé et maintenu à un niveau très bas. Afin de satisfaire cette contrainte, une partie de l'électronique est localisée dans une zone très proche du détecteur où le taux de radiation est très élevé. L'électronique de lecture est ainsi divisée en deux sous-systèmes :

- l'*électronique frontale* : se situe sur le détecteur et est dédiée aux premières étapes du traitement du signal, de la lecture à la numérisation ;
- l'*électronique arrière* : se situe dans la caverne de service d'ATLAS (appelée USA15) et est dédiée à la reconstruction de l'énergie des cellules.

Les deux paragraphes suivants (sections 3.1.1 et 3.1.2) reviennent plus en détail sur l'électronique frontale et l'électronique arrière. La figure 3.1 montre un schéma de la chaîne d'acquisition du calorimètre à argon liquide, où les deux sous-systèmes sont mis en évidence.

3.1.1 L'électronique frontale

L'électronique frontale comprend quatre composantes différentes :

- les cartes d'acquisition frontales (FEB, de l'anglais *Front End Boards*) [46] : elles réalisent la lecture, le traitement analogique, la pré-amplification, la numérisation et la transmission hors du détecteur du signal calorimétrique ;
- les cartes de calibration (CB, de l'anglais *Calibration Board*) [47, 48] : elles sont utilisées pendant les procédures de calibration pour l'injection d'un courant d'amplitude connue ;
- les cartes donnant accès au signal d'une tour calorimétrique² (TBB, de l'anglais *Tower Builder Board*) : elles somment les signaux analogiques des quatre compartiments qui sont ensuite envoyés au système de déclenchement calorimétrique de niveau 1 (L1CALO) ;
- les cartes contrôleurs (en anglais *Controller Board ou Front-end Crate Controller*) : elles reçoivent et distribuent le signal de l'horloge du LHC de 40 MHz, le signal du niveau 1 du système de déclenchement ainsi que d'autres informations de configuration et de contrôle des cartes d'électronique frontale.

Les signaux d'ionisation issus des électrodes du calorimètre sont amenés hors du cryostat en passant à travers des cartes sommatriques qui somment les signaux en fonction de la granularité en angle azimutal ϕ . Le signal passe ensuite par les FEBs où il est pré-amplifié et mis en forme selon trois gains différents (haut, moyen et bas) ; cette procédure permet d'atteindre la gamme dynamique en énergie, attendue pour les cellules du calorimètre. Les trois signaux sont ensuite échantillonnés en 5 points³ écartés temporellement de 25 ns, fréquence de l'horloge du LHC. Les trois séries d'échantillons sont finalement stockés dans trois pipelines analogiques, dans l'attente de la décision du système de déclenchement de niveau 1. Lors d'une décision positive

2. La construction des tours calorimétriques est présentée section 2.6

3. Certaines procédures requièrent la totalité du signal. Dans ce cas, l'échantillonnage est fait en 32 points toujours distants temporellement de 25 ns.

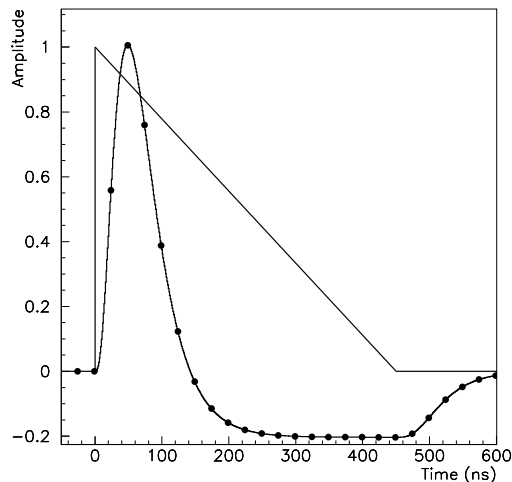


FIGURE 3.2 – Amplitude en fonction du temps du signal d'ionisation avant (forme triangulaire) et après mise en forme (forme bipolaire). L'amplitude maximale est imposée à 1 et le niveau de référence est le zéro : l'intégrale du signal de forme bipolaire est nulle.

3.1.2 L'électronique arrière

L'électronique arrière [49] est située dans la caverne de service d'ATLAS. Elle est principalement constituée des cartes ROD (de l'anglais *Read Out Drivers*) [50] dont la fonction est le calcul de l'énergie et du temps du signal d'ionisation, pour les cellules ayant un dépôt au dessus d'un seuil. Pendant cette phase de calcul, un facteur de qualité est évalué sous la forme d'un χ^2 qui quantifie les différences entre la forme du signal mesurée et la forme attendue (voir section 3.2.1). Des valeurs élevées du χ^2 mettent en évidence les signaux déformés et identifient ainsi les événements caractérisés par une valeur importante du bruit due aux effets d'empilement mais aussi à du bruit apparaissant de manière inattendue et ponctuelle (*noise burst*).

3.2 La reconstruction de l'énergie des cellules

La reconstruction en énergie du signal d'ionisation déposé dans chaque cellule du calorimètre ne peut se faire qu'en connaissant la totalité de la chaîne de calibration électronique. C'est pourquoi des procédures spécifiques de calibration sont effectuées régulièrement, chacune d'elles ayant pour but d'estimer et de suivre en temps les différentes valeurs des constantes de calibration électronique, indispensables au calcul de l'énergie de la cellule.

La procédure de reconstruction *on-line* peut se comprendre à partir de l'équation suivante :

$$E_{cell} = F_{\mu A \rightarrow \text{MeV}} \cdot F_{\text{DAC} \rightarrow \mu A} \cdot \frac{1}{M_{\text{Phys}}/M_{\text{Cal}}} \cdot R \left[\sum_{j=1}^{N_{\text{samples}}} a_j (s_j - p) \right] \quad (3.1)$$

où

- s_j : échantillons du signal de calibration ou d'ionisation en coups ADC ;

- \mathbf{p} : signal de base en coups ADC, ou piédestal, de la cellule. Cette valeur est estimée et couramment monitorée par des procédures de calibration spécifiques appelées *Pedestal runs*, présentées section 3.2.2 ;
- \mathbf{a}_j : coefficients d'*Optimal Filtering (OF)* issus de l'application d'une technique de multiplicateurs de Lagrange qui permet la minimisation du bruit dans la reconstruction de l'amplitude du signal [51]. La technique d'*Optimal Filtering* est présentée en section 3.2.5
- $N_{samples}$: typiquement 5, c'est le nombre d'échantillons utilisés pour reconstruire l'amplitude du signal ;
- \mathbf{R} : facteur linéaire de conversion des ADC aux DAC (une unité arbitraire), couramment appelé rampe (*ramp factor*). L'estimation et le suivi en temps de la valeur de ce facteur sont effectués pendant des procédures de calibration spécifiques appelées *ramp runs* (voir section 3.2.4) ;
- $\frac{1}{M_{Phys}/M_{Cal}}$: facteur de correction à appliquer au *ramp factor* pour tenir compte de la différence entre le signal de calibration et le signal de ionisation. En effet, le signal d'ionisation diffère du signal de calibration dans la forme et dans le point d'injection dans la chaîne d'électronique. Plus de détails sont présentés section 3.2.1 ;
- $F_{DAC \rightarrow \mu A}$ et $F_{\mu A \rightarrow MeV}$: facteurs de conversion des unités arbitraires *DAC* aux unités de courant μA , et des unités de courant μA aux unités d'énergie en MeV. L'estimation et les caractéristiques de ces facteurs sont brièvement présentées section 3.2.6.

3.2.1 Signal de calibration et signal d'ionisation

Le signal de calibration et le signal d'ionisation diffèrent d'une part pour leur forme et d'autre part pour leur point d'injection dans la chaîne.

Les électrons d'ionisation, qui dérivent dans le gap d'argon liquide par l'effet de la haute tension appliquée à ses extrémités, génèrent un signal de forme triangulaire. Ce signal a typiquement un temps de montée de 1 ns et une décroissance linéaire dont le temps caractéristique de dérive, T_d , est d'environ 400 ns.

Le signal de calibration, généré par les cartes de calibration est de forme exponentielle avec un temps caractéristique de décroissance choisi intentionnellement pour mimer au mieux le signal

Le signal de physique est produit à l'intérieur du gap d'argon liquide, alors que le signal de calibration est injecté à la sortie du détecteur [52]. La figure 3.3(a) montre la schématisation par un circuit, d'une cellule du calorimètre : le gap d'argon liquide est représenté comme un condensateur, C , situé entre les absorbeurs et l'électrode, et le signal de physique est indiqué par un générateur situé entre les plaques de ce condensateur. L est l'inductance totale représentant le parcours du signal et r est une résistance ajoutée pour tenir compte de la résistivité des composants nécessaires à la connection de la cellule à la chaîne d'électronique de lecture. La figure montre aussi le point d'injection et le parcours suivi par le signal de calibration.

Les différences énoncées ci-dessus doivent être prises en compte lors des procédures de calibration. Pour ce faire une procédure de prédiction du signal d'ionisation à partir du signal de calibration a été développée. Cette procédure, appelé *RTM* de l'anglais *Response Transforma-*

CHAPITRE 3. IMPACT DE LA CALIBRATION DE LA CHAÎNE DE LECTURE ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES DU CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

tion Method, se base sur une série de paramètres strictement liés à la géométrie du détecteur et aux caractéristiques du signal de calibration [53].

Les paramètres caractérisant le signal de physique, que l'on retrouve sur la représentation schématique d'une cellule de la figure 3.3(a), sont le temps de dérive des électrons d'ionisation T_d , la fréquence de résonance $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ où L et C sont respectivement l'impédance et la capacité du circuit équivalent, et la résistance r .

Le signal de calibration peut être paramétré grâce à seulement deux paramètres : le temps de décroissance du signal de calibration τ_{cali} et le niveau de référence du signal de calibration, f_{step} , qui en général n'est pas nul.

La prédiction du signal de physique se fait analytiquement en passant par différentes étapes. Tout d'abord le signal d'ionisation et de calibration doivent être exprimés en fonction des paramètres décrits précédemment. Comme la chaîne de lecture est commune aux deux signaux, le signal d'ionisation peut être exprimé en fonction de celui de calibration. Ainsi tous les paramètres, à l'exception de T_d , peuvent être mesurés ou extraits du signal de calibration. Le temps de dérive des électrons T_d est extrait de la simulation et sa valeur a été confirmée par les tests en faisceaux. La connaissance de l'ensemble de ces paramètres permet la détermination complète du signal de physique attendu, et assure la compatibilité des procédures de calibration vis à vis du signal d'ionisation.

La figure 3.3(b) montre, pour une cellule du calorimètre tonneau, la différence de forme et d'amplitude entre le signal de calibration et le signal d'ionisation prédit à l'aide de la méthode *RTM*. La différence d'amplitude entre les deux signaux est prise en compte par le facteur couramment appelé $\frac{1}{M_{Phys}/M_{Cal}}$. Ce facteur de correction entre directement dans la reconstruction de l'énergie d'une cellule (voir équation 3.1) et permet ainsi l'utilisation directe du gain électronique (R) estimé lors des *runs de calibration* et plus précisément par la partie *ramp runs* dont le détail est donné section 3.2.4. Le calcul du facteur $\frac{1}{M_{Phys}/M_{Cal}}$ se fait en normalisant à l'unité le signal de calibration et en appliquant le même facteur d'échelle au signal d'ionisation.

Comme cela vient d'être évoqué, afin d'estimer et de suivre en temps les valeurs de chacune des constantes de calibration électronique, des procédures de calibration spécifiques, (*campagnes ou runs de calibration*) sont déclenchées à chaque interruption des faisceaux. Il existe trois types de *runs de calibration* [54, 55], chacun ayant pour but l'étude d'un aspect de la chaîne électronique de calibration. Les *pedestal runs* permettent d'estimer le bruit et le signal de base de chaque cellule, les *ramp runs* permettent d'estimer le gain électronique et les *delay runs* permettent de suivre précisément la réponse de la cellule au signal de calibration.

Typiquement, les *pedestal runs* et les *ramp runs* sont pris sur une base quasi-quotidienne alors que les *delay runs* sont pris une fois par semaine.

Toutes les constantes et les facteurs de conversion estimés à partir des *runs de calibration* sont ensuite analysés automatiquement et enregistrés dans une base des données qui est mise à jour si un changement du point de fonctionnement du détecteur est observé.

3.2.2 Les runs de piédestaux ou *pedestal runs*

Ces procédures de calibration permettent d'estimer le niveau de base du bruit propre des cellules et le bruit électronique lorsqu'aucun courant n'est injecté dans le détecteur. Pendant ces *runs de calibration*, 3000 événements (N_e) sont enregistrés. Le signal issu des cellules est ensuite échantillonné sur 7 ou 32 points consécutifs (N_s), séparés en temps de 25 ns. Le piédestal et le bruit électronique caractéristique de chaque cellule sont estimés respectivement par la valeur moyenne $\langle s_j \rangle$ et la moyenne quadratique σ sur toute la statistique disponible ($N_e \times N_s$). La valeur typique du piédestal d'une cellule est d'environ 1000 coups *ADC*.

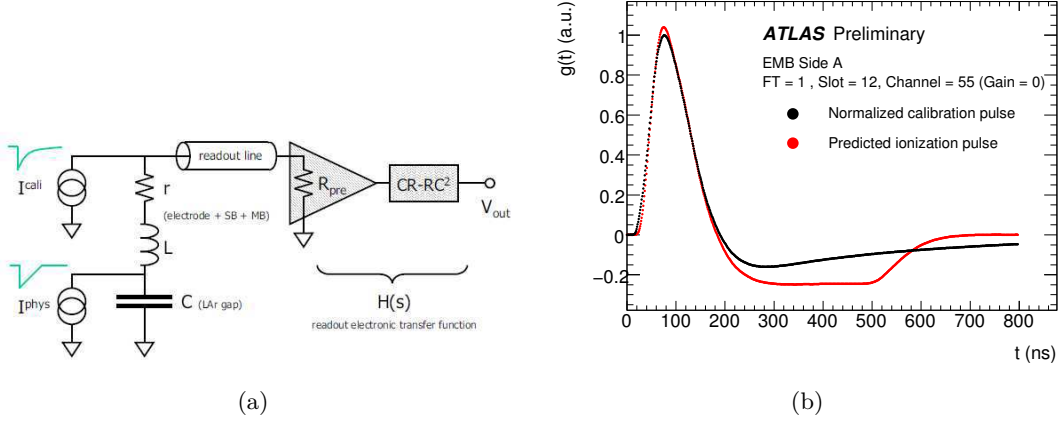


FIGURE 3.3 – a) Circuit équivalent d'une cellule du calorimètre à argon liquide avec son électronique de lecture ; b) Exemples de forme des signaux de calibration (noir) et d'ionisation (rouge).

Pendant les *pedestal runs*, la corrélation du bruit entre deux échantillons i et j consécutifs en temps est estimée. Soit $|i - j|$ la distance en temps entre les deux échantillons, les termes d'auto-corrélation du bruit sont définis par :

$$N_{ij} = \frac{(ADC_i - p)(ADC_j - p)}{\sigma^2}. \quad (3.2)$$

où p est la valeur moyenne du piédestal de la cellule, et ADC_i et ADC_j sont les valeurs des piédestaux au temps i et j respectivement. L'ensemble de ces termes forme la *matrice d'auto-corrélation* qui intervient dans le calcul des coefficients d'*Optimal Filtering* (voir section 3.2.5). Cette matrice, composée de $(N_s - 1)$ termes indépendants, est caractérisée par des termes diagonaux N_{ii} unitaires puisque la corrélation d'un terme avec lui-même est toujours maximale et égale à 1. De plus les termes N_{ij} présentent une symétrie en temps : la corrélation entre deux échantillons qui se trouvent à une distance en temps $|i - j|$, est toujours estimée par N_{ij} , quelle que soit leur position en temps.

La figure 3.4 montre le bruit électronique σ mesuré en fonction de la pseudorapidité $|\eta|$ pour une série d'événements aléatoires [38]. Les valeurs typiques du bruit pour le tonneau électromagnétique sont de quelques dizaines de MeV, les cellules du calorimètre à l'avant et celles des bouchons hadroniques montrent un bruit plus important qui peut atteindre quelques centaines de MeV.

3.2.3 Les runs de délais ou *delay runs*

Les *delay runs* mesurent la réponse du détecteur suite à l'injection d'un courant de calibration de forme exponentielle. Le signal de calibration est injecté dans le détecteur au point le plus proche des cellules et en utilisant une procédure particulière dont le but est de réduire les effets de superposition des signaux venant des cellules proches (*cross-talk*).

Pendant les *delays runs*, pour une valeur de courant fixée (en unités DAC) chaque cellule est pulsée 200 fois (N_e) et le signal échantillonné sur 32 points (N_s). La procédure est ensuite répétée en introduisant un décalage entre l'injection du courant et l'acquisition. Le décalage en temps est augmenté par pas de 1.04 ns, 24 fois de suite, permettant un recouvrement presque parfait en temps avec la fréquence de croisement des faisceaux du LHC (25 ns). Toute cette procédure est ensuite répétée en augmentant la valeur du courant injecté.

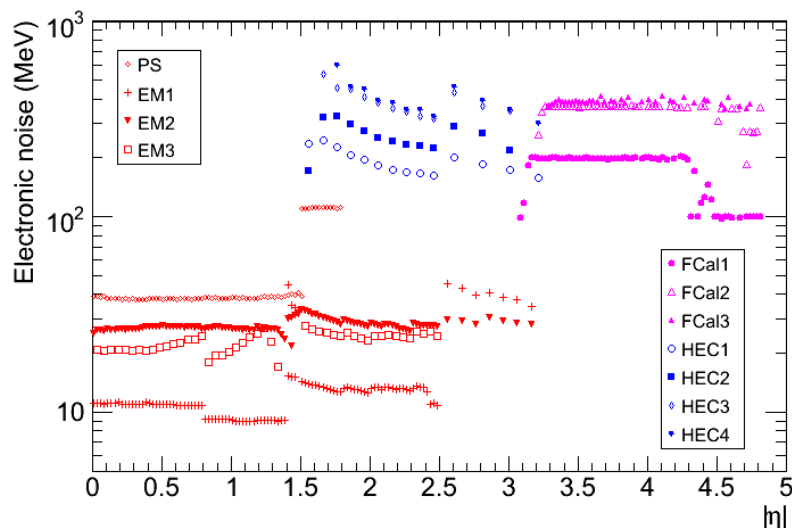


FIGURE 3.4 – Bruit électronique des calorimètres à argon liquide du détecteur ATLAS, en fonction de la pseudorapidité $|\eta|$ [56].

Pour chacun des retards introduits et chacun des 32 points d'échantillonnage, la valeur moyenne et le sigma sont extraits pendant la reconstruction *on line* en utilisant la statistique disponible ($N_e \times N_s$). La reconstruction de la forme du signal est faite dans un deuxième temps (reconstruction *off-line*) en mettant en ordre temporel les valeurs moyennes des signaux enregistrés venant des différents décalages introduits. Cette procédure permet ainsi de reconstruire la forme du signal de calibration avec un pas d'environ 1 ns, pour les trois gains (haut médium et bas) prévus par la chaîne de lecture. Cette maîtrise du signal de calibration joue un rôle fondamental pour la prédiction du signal de physique.

Pour le compartiment avant (*strip layer*) du calorimètre électromagnétique, la procédure de reconstruction *off-line* prévoit l'application d'une correction pour tenir compte des effets de *cross-talks* qui affectent les cellules de cette région. Il se trouve que pour ces cellules de très fine segmentation en η et ϕ , environ 8% du courant déposé dans une cellule est perdu dans les cellules voisines. Puisque les signaux enregistrés pendant les *runs* de délais sont utilisés pour la prédiction du signal d'ionisation, une procédure spécifique est mise en place pour que la calibration soit correcte lors de la reconstruction des événements de physique [55].

La figure 3.5 montre la comparaison de la forme du signal d'une cellule du premier compartiment, avant et après correction des effets de *cross-talk*.

3.2.4 Les runs de rampe ou *ramp runs*

Les *ramp runs* permettent d'estimer la réponse d'une cellule en fonction du courant injecté (en unité *DAC*). Pour ce faire, à une valeur *DAC* fixée, chaque cellule est pulsée 200 fois (N_e), et le signal reconstruit *on-line* est échantillonné sur cinq points. Pour chacun des échantillons extraits, la réponse moyenne $\langle s_j \rangle$ est calculée en coups *ADC*. La valeur du courant injecté est ensuite augmentée régulièrement afin de balayer tout le spectre possible pour un certain gain électronique choisi.

Pendant la reconstruction *off-line*, la valeur maximale de l'amplitude du signal (A_{max}) est extraite en coups *ADC* à partir des valeurs moyennes des 5 points à l'aide de la méthode

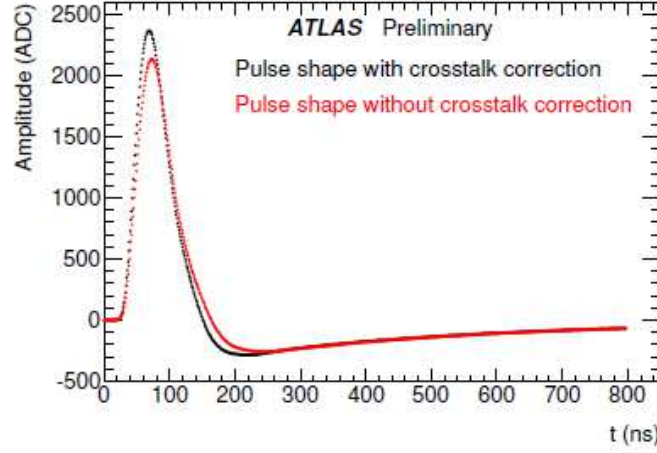


FIGURE 3.5 – Comparaison des signaux de calibration avant et après correction des effets de cross-talk, pour une cellule du premier compartiment [55].

d'*Optimal Filtering*, par gain électronique et par valeur de courant injecté. La valeur du facteur de conversion R entre coups ADC et valeur DAC est donné par le coefficient de la droite ajustée sur la distribution des valeurs de A_{max} en fonction de la valeur DAC :

$$DAC = G_0 + G_1 \times A_{max} . \quad (3.3)$$

La figure 3.6 montre à titre d'exemple une distribution type des valeurs de A_{max} en fonction de la valeur du courant injecté en unité DAC , utilisé pour extraire le coefficient de conversion R pour une cellule du calorimètre tonneau (compartiment du milieu, $ieta = 10$, $iphi = 5$) à haut gain.

3.2.5 La technique du filtrage optimal ou de l'*Optimal Filtering*

Le signal d'ionisation est caractérisé par son amplitude A_{max} , proportionnelle à l'énergie déposée dans le gap d'argon liquide et son temps d'arrivée τ par rapport à l'horloge du LHC. Ce sont ces deux grandeurs qui sont fondamentales pour la reconstruction de l'énergie des cellules du calorimètre. Pour les extraire, une technique dite d'*Optimal Filtering* (OF), basée sur les multiplicateurs de Lagrange est appliquée.

La valeur de l'échantillon s_j , numérisé au temps t_j , peut être calculée en utilisant les informations venant de la forme du signal (g), de sa dérivée (g') et de l'auto-corrélation du bruit (n) :

$$s_j - p = Ag(t_j - \tau) + n(t_j) \quad (3.4)$$

$$= Ag(t_j) - A\tau g'(t_j) + n(t_j) \quad (3.5)$$

où le passage entre (3.4) et (3.5) est justifié par un développement limité au premier ordre car le temps d'arrivée τ du signal est faible devant t_j ⁵.

5. Le temps d'arrivée τ du signal, par rapport à l'horloge du LHC, est typiquement de quelques ns.

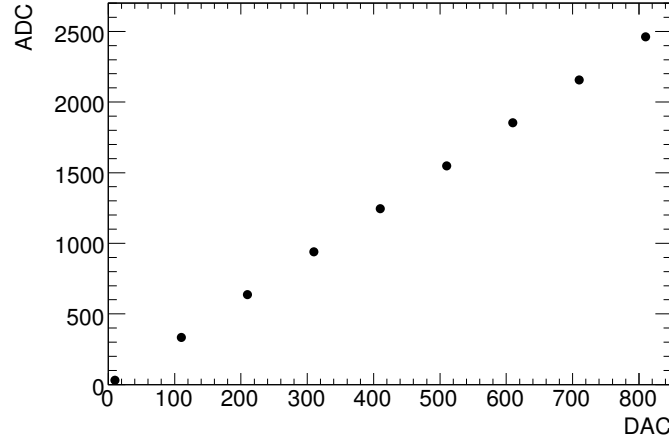


FIGURE 3.6 – Exemple de distribution des valeurs de l'amplitude maximale A_{max} (en unité ADC) en fonction de valeurs de courant injectée (en unité DAC), utilisée pour extraire le valeur du facteur R . La distribution est relative à une cellule du compartiment du milieu ($\eta=10$, $\phi=5$) en haut gain.

La technique d'*Optimal Filtering* [51] permet d'obtenir une estimation non biaisée de l'amplitude A et du temps τ du signal comme combinaison linéaire des échantillons s_j (3.5), tout en minimisant la contribution du bruit.

En effet, deux combinaisons linéaires u et v des échantillons s_j peuvent être écrites :

$$u = \sum_{j=0}^{N_s-1} a_j(s_j - p) \quad , \quad v = \sum_{j=0}^{N_s-1} b_j(s_j - p) \quad (3.6)$$

L'identification de leur valeur moyenne avec l'amplitude A et le produit $A\tau$ de l'amplitude avec le temps d'arrivée peut être imposée de la façon suivante⁶ :

$$A = \langle u \rangle = \sum_j (Aa_jg_j - A\tau a_jg'_j + \langle n_j \rangle), \quad (3.7)$$

$$A\tau = \langle v \rangle = \sum_j (Ab_jg_j - A\tau b_jg'_j + \langle n_j \rangle), \quad (3.8)$$

$$(3.9)$$

Cela impose de fortes contraintes sur les poids de la combinaison linéaire a_j et b_j :

$$\sum_j a_jg_j = 1, \quad \sum_j a_jg'_j = 0, \quad (3.10)$$

$$\sum_j b_jg_j = 0, \quad \sum_j b_jg'_j = -1. \quad (3.11)$$

La minimisation des variances de u et v , tout en respectant les contraintes (3.10) et (3.11) par une technique des multiplicateurs de Lagrange, amène à une série d'équations linéaires qui peuvent être écrites sous forme matricielle. La solution de ce système d'équations permet

6. Pour simplifier la formulation des expressions, une notation abrégée est utilisée, par exemple $g(t_j) = g_j$.

3.3. ÉTUDE DE L'IMPACT DES VARIATIONS DES CONSTANTES DE CALIBRATION ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES

la détermination des coefficients a_j et b_j , qui sont couramment appelés *coefficients d'Optimal Filtering* (OFC). Une fois les coefficients a_j et b_j déterminés, l'extraction de l'amplitude A et du temps d'arrivée τ du signal d'ionisation sont immédiats.

3.2.6 Les coefficients de conversions

Les facteurs de conversion $F_{DAC \rightarrow \mu A}$ et $F_{\mu A \rightarrow MeV}$ reflètent les caractéristiques du système de calibration et du détecteur même [54] :

- Le facteur $F_{DAC \rightarrow \mu A}$, qui convertit le courant injecté des *DAC* en unité de courant μA , est strictement lié à la carte de calibration ;
- Le facteur $F_{\mu A \rightarrow MeV}$ convertit le courant d'ionisation d'unité μA en unité d'énergie (MeV). Ce facteur prend en compte l'énergie déposée dans le milieu actif et dans le milieu passif du calorimètre. Il présente une forte dépendance en énergie est extrait de la simulation de la réponse du détecteur et des tests en faisceaux.

3.2.7 Stabilité des coefficients

Les procédures décrites ci-dessus permettent de suivre constamment en temps le statut du détecteur. Après chaque *run* de calibration, les constantes obtenues sont comparées aux constantes les plus récentes enregistrées dans la base de données. La mise à jour de cette base de données n'est faite que si une déviation significative des constantes de calibration est observée. Les figures 3.7 et 3.8 montrent un exemple de stabilité dans le temps respectivement des piédestaux et du gain de l'électronique du calorimètre tonneau estimés à haut gain. Les deux figures montrent que la variation des constantes dans le temps est bien représentée par une distribution gaussienne centrée en zéro.

3.3 Étude de l'impact des variations des constantes de calibration électronique sur la reconstruction de l'énergie des cellules

Les études de stabilité présentées section 3.2.7 sont à la base des procédures de validation des constantes de calibration. Lorsqu'un nouveau jeu ou *set* de constantes est extrait d'une campagne de calibration, les nouvelles valeurs sont comparées avec le *set* le plus récent, stocké dans la base de données (constantes de référence). Cela permet d'évaluer si les constantes de référence sont toujours d'actualité pour décrire au mieux le point de fonctionnement du détecteur. Cette vérification est indispensable pour assurer la qualité de la reconstruction en énergie des cellules du calorimètre. Pendant la validation, les variations typiquement observées qui sont de l'ordre de quelques pour mille, sont considérées comme négligeables et les constantes de calibration de référence sont alors conservées. L'ordre de grandeur des variations typiques est déterminé par la statistique finie des campagnes de calibration et la précision avec laquelle les constantes sont extraites.

Lorsque une déviation plus importante est observée, par exemple, pour une certaine constante dans un canal donné, ou pour une certaine région du calorimètre, un décalage systématique de la valeur moyenne d'une ou plusieurs constantes, la base de données est mise à jour. Cela permet

CHAPITRE 3. IMPACT DE LA CALIBRATION DE LA CHAÎNE DE LECTURE ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES DU CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

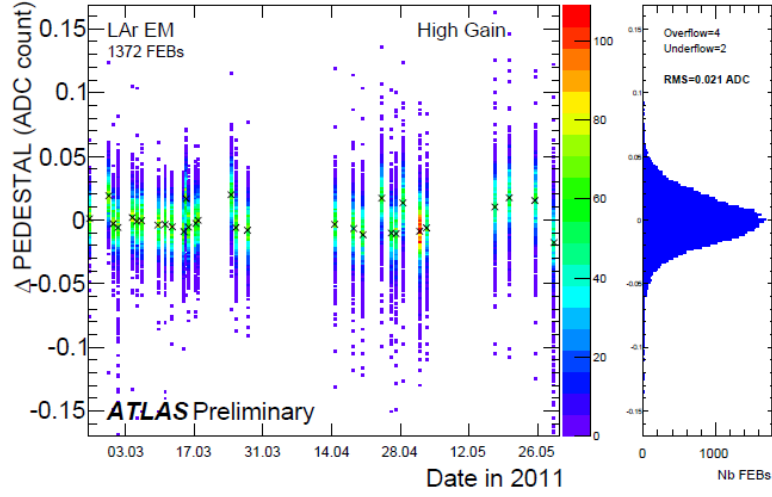


FIGURE 3.7 – Variations moyennes sur une période de trois mois, en 2011, des piédestaux (p) en gain haut. Les variations sont en coups ADC [56].

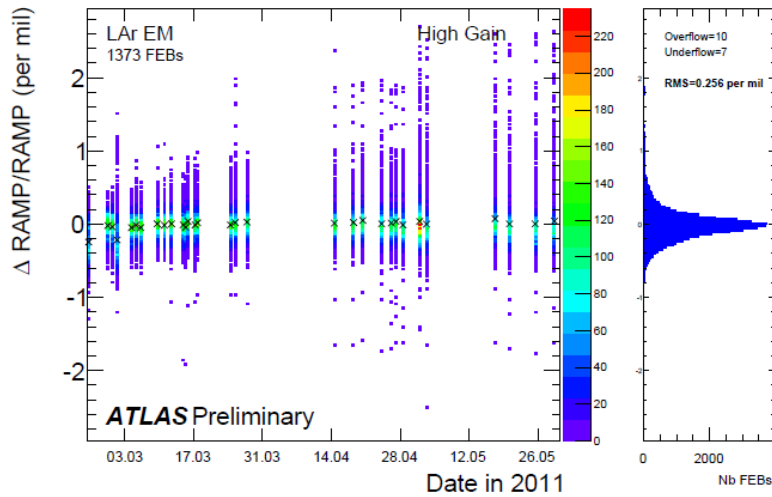


FIGURE 3.8 – Variations moyennes sur une période de trois mois, en 2011, des facteurs de rampe (R) en gain haut. Les variations sont en pour mil (‰) [56].

3.3. ÉTUDE DE L'IMPACT DES VARIATIONS DES CONSTANTES DE CALIBRATION ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES

de tenir compte du nouveau comportement du détecteur pour un canal spécifique ou pour une région particulière [55].

Le but de l'étude présentée dans cette section est d'estimer l'incertitude systématique qui affecte la reconstruction de l'énergie des cellules lorsque des variations typiques des constantes de calibration sont observées. Cette étude propose non seulement une estimation du biais total introduit si la base des données de calibration n'est pas mise à jour mais aussi une estimation de la contribution dominante du biais. Cela est rendu possible par l'étude des propriétés statistiques des distributions des variations des constantes de calibration électronique comme la moyenne et la moyenne quadratique (appelé RMS dans la suite).

L'observation d'une valeur moyenne non nulle pour la variation d'une certaine constante de calibration, met en évidence un changement du point de fonctionnement du détecteur (par exemple un changement de la température des cartes électroniques). L'ordre de grandeur du RMS de la distribution des variations donne une estimation de l'erreur systématique moyenne qui affecte la valeur de la constante de calibration. Les biais observés sur les constantes de calibration sont ensuite propagés aux énergies reconstruites des cellules, afin d'estimer l'incertitude systématique associée à l'énergie due à ces variations, ainsi que l'effet dominant dans cette incertitude. L'étude des moyennes quadratiques est le sujet principal développé par la suite.

La section 3.3.3 présente l'étude de l'impact des variations des constantes de calibration électronique sur le signal de calibration lui même. La section 3.3.4 présente le même type d'étude mais appliqué au signal d'ionisation prédit. Cette deuxième partie de l'étude permet une véritable estimation du biais introduit sur la reconstruction de l'énergie des cellules.

Les résultats et les distributions présentés sont relatifs au deuxième compartiment du calorimètre électromagnétique tonneau (*Layer 2*). Cependant l'étude a été développée pour la totalité de la partie *A* du calorimètre tonneau [57]. Les résultats obtenus pour les trois différents compartiments, soit les *Layer 1*, *2* et *3*, sont présentés en conclusion de chaque section.

3.3.1 Stratégie d'analyse

Pour estimer l'impact de la variation des constantes de calibration électronique sur la reconstruction de l'énergie des cellules, deux campagnes de calibration successives dans le temps sont considérées. La campagne la plus ancienne (*old*), et ses constantes de calibration, est considérée comme la référence; la deuxième campagne (*new*), plus récente, est caractérisée par des constantes de calibration qui présentent des variations typiques, et donc négligeables au sens de la procédure standard ATLAS, par rapport aux constantes (ou *set*) de référence. Pour ces deux campagnes, l'énergie des cellules est calculée à l'aide de l'équation (3.1), en considérant alternativement les constantes de calibration venant de l'une ou de l'autre campagne. Une représentation schématique des constantes de calibration est montrée figure 3.9.

L'étude des différences entre les deux valeurs d'énergie calculées permet de s'intéresser à deux types d'effet :

- **un effet global** : il s'agit de l'estimation de l'erreur systématique totale qui affecte la reconstruction de l'énergie des cellules lorsque, en cas de variation typique des constantes de calibration, la base des données n'est pas mise à jour. Pour ce faire l'énergie des cellules est reconstruite une fois en utilisant le lot complet des constantes de calibration venant de la campagne de référence (*old*) et une fois avec les constantes venant de la nouvelle campagne (*new*).

CHAPITRE 3. IMPACT DE LA CALIBRATION DE LA CHAÎNE DE LECTURE ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES DU CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

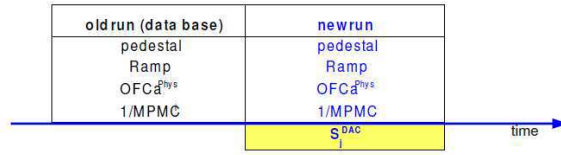


FIGURE 3.9 – Représentation schématique des deux lots de constantes de calibration utilisés dans l'analyse présentée. Les échantillons du signal sont extraits de la nouvelle campagne (new run).

- **un effet dû à une seule des constantes** : il s'agit de l'erreur systématique associée à la mise à jour de toutes les constantes de calibration sauf une. Cette procédure permet de mettre en évidence le biais introduit par une seule constante, par rapport au biais total. Pour ce faire, l'énergie des cellules est reconstruite une première fois en utilisant le lot complet des nouvelles constantes et puis une seconde fois avec les nouvelles constantes sauf une.

Il faut noter que lors de chaque campagne de calibration, le signal est échantillonné. Afin d'obtenir des valeurs d'énergie directement comparables, des hypothèses ont été posées :

- ◊ les échantillons du signal considérés, s_j , sont relatifs uniquement à la nouvelle campagne. Cela implique que l'énergie reconstruite en utilisant les *nouvelles* constantes de calibration correspond à la meilleure estimation possible de la réponse de la cellule car les constantes et le signal reflètent le même état du détecteur ;
- ◊ les échantillons du signal sont extraits du *ramp run*. Cela signifie qu'ils correspondent au signal de calibration et pas au signal de physique. Ces choix, bien qu'introduisant un biais (voir section 3.3.5), se justifient par le fait que pour le signal de calibration, le courant injecté est connu (en unités DAC). Cette façon de procéder permet de mettre en relation la réponse de la cellule avec la véritable énergie à laquelle le détecteur est sollicité (voir section 3.3.2). Pour garder à l'esprit la provenance du signal qui vient du signal de calibration, les échantillons seront dans la suite appelés s_j^{DAC} .

Les campagnes de calibration utilisées ont été effectuées en décembre 2009, elles ne sont relatives qu'au calorimètre tonneau partie A en haut gain d'amplification.

3.3.2 Reconstruction de l'énergie vraie

Pendant les *delay runs* et les *ramp runs*, les cellules du calorimètre sont pulsées avec des courants de plus en plus élevés. C'est pourquoi, l'analyse de l'impact des variations des constantes de calibration se fait en fonction du courant injecté. Chaque valeur du courant injecté en *DAC* est convertie en unité d'énergie, MeV, en utilisant la formule suivante :

$$E_{\text{True}}(\text{MeV}) = F_{\mu A \rightarrow \text{MeV}} \cdot F_{\text{DAC} \rightarrow \mu A} \cdot \text{DAC} \quad (3.12)$$

L'appellation E_{True} viens du fait que pendant les procédures de calibration le courant injecté est connu.

La conversion en énergie vraie E_{True} n'est pas uniforme en pseudorapidité. En effet, les facteurs de conversion $F_{\text{DAC} \rightarrow \mu A}$ et $F_{\mu A \rightarrow \text{MeV}}$ dépendent fortement de la géométrie du détecteur, et en particulier de l'épaisseur de plomb qui change à $\eta = 0.8$. Afin de garder une conversion

3.3. ÉTUDE DE L'IMPACT DES VARIATIONS DES CONSTANTES DE CALIBRATION ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES

bijective de la conversion DAC -MeV, l'étude de la variation des constantes de calibration et de l'effet sur la reconstruction de l'énergie des cellules est développée séparément pour les deux régions : $\eta < 0.8$ et $\eta \geq 0.8$ (voir figure 2.8).

La table 3.1 montre pour chaque compartiment et chaque région en η , la valeur du courant injecté exprimée en DAC , la valeur correspondante en MeV et le nombre de cellules pulsées. Les valeurs maximales du courant injecté ne sont pas les mêmes pour les trois compartiments du calorimètre. Les valeurs les plus élevées sont relatives au compartiment du milieu car c'est dans cette zone du calorimètre que les gerbes électromagnétiques déposent le plus d'énergie. C'est pourquoi, il est nécessaire de calibrer les cellules de cette couche pour les plus hautes énergies attendues.

Les deux sections suivantes permettent de comprendre respectivement les effets sur le signal de calibration puis sur le signal de physique.

3.3.3 Impact sur la reconstruction du signal de calibration

Cette partie se concentre sur l'étude des variations typiques des constantes de calibration extraites des *pedestal runs*, *ramp runs* et *delay runs* et de leurs impacts sur la reconstruction de l'énergie des cellules. Il est nécessaire de souligner que les coefficients d'*Optimal Filtering* étudiés ici sont relatifs aux signaux de calibration. L'étude des coefficients relatifs au signal prédit d'ionisation est présentée section 3.3.4.1.

L'analyse est basée sur l'étude des variations relatives définies de la façon suivante :

$$\frac{\Delta X}{X} = \frac{X_{new} - X_{old}}{X_{new}} \quad (3.13)$$

où l'appellation *new* ou *old* est utilisé pour mettre en évidence que l'observable X appartient respectivement à la nouvelle ou à l'ancienne campagne de calibration. Les distributions des variations sont généralement ajustées par une fonction gaussienne et l'erreur relative est estimée par la largeur à mi-hauteur de cet ajustement (1σ).

3.3.3.1 Étude des variations typiques des piédestaux, des rampes et des coefficients d'*Optimal Filtering*

L'étude des variations des piédestaux p , des rampes R et des coefficients d'*Optimal Filtering* extraits du signal de calibration montre que les variations des constantes de calibration sont inférieures au pour mille ce qui confirme la compatibilité des deux campagnes choisies. Les figures 3.10 et 3.11 montrent les variations relatives, respectivement des piédestaux et des rampes, évaluées séparément dans les deux régions $\eta < 0.8$ et $\eta \geq 0.8$. Le résumé des estimations à 1σ des variations observées, est montré table 3.2. Pour les piédestaux, la variation est constante pour les trois compartiments ; pour le coefficient du gain de l'électronique extrait des rampes, c'est aussi à peu près le cas, même si la variation observée pour le premier compartiment est légèrement plus importante.

Les figures 3.12 et 3.13 montrent les variations relatives des coefficients a_j d'*Optimal Filtering* extraits du signal de calibration. Pour éviter toute ambiguïté par rapport aux coefficients extraits du signal de physique, l'étiquette *Cali* est explicitement ajoutée ($OFCa^{Cali}$)⁷. La table 3.3 montre le résumé des variations relatives pour les trois compartiments évaluées séparément dans les deux régions du calorimètre. Les variations observées pour le premier coefficient sont généralement

7. De plus, ces coefficients sont appelés *OFCa* pour mettre en évidence le fait qu'il s'agit des coefficients a_j utilisés pour le calcul de l'amplitude du signal (voir section 3.2.5).

conversion DAC - E_{True}													
DAC		10	110	210	310	410	510	610	710	810	910	1010	1110
Avant $\eta < 0.8$	E_{True} (MeV)	90	998	1906	2814	3721	4629	-	-	-	-	-	-
	Nb de cellules	16028	16028	16028	16028	16028	16028	-	-	-	-	-	-
Avant $\eta \geq 0.8$	E_{True} (MeV)	82	893	1705	2518	3330	4142	4761	-	-	-	-	-
	Nb de cellules	12322	12322	12322	12322	12322	12322	1	-	-	-	-	-
Milieu $\eta < 0.8$	E_{True} (MeV)	275	3020	5765	8510	11255	14000	16746	19491	22236	24982	-	-
	Nb de cellules	8164	8164	8164	8164	8164	8164	8164	8164	8164	2909	-	-
Milieu $\eta \geq 0.8$	E_{True} (MeV)	473	5198	9923	14648	19374	24099	28824	35549	38278	43029	-	-
	Nb de cellules	6049	6049	6049	6049	6049	6049	6049	5905	5268	33	-	-
Arrière $\eta < 0.8$	E_{True} (MeV)	274	3019	5764	8510	11255	14000	16745	19491	22236	-	-	-
	Nb de cellules	4089	4089	4089	4089	4089	4089	1565	739	55	-	-	-
Arrière $\eta < 0.8$	E_{True} (MeV)	235	2596	4956	7316	9676	12037	14397	16757	19107	21466	23824	26163
	Nb de cellules	2721	2721	2721	2721	2721	2721	2421	1867	1435	871	323	19

TABLE 3.1 – Pour chacun des 3 compartiments du calorimètre, et chaque région en η , les valeurs de courant pulsé pendant la calibration sont montrées. Les valeurs correspondantes en énergie et le nombre de cellules impliquées sont aussi montrés.

3.3. ÉTUDE DE L'IMPACT DES VARIATIONS DES CONSTANTES DE CALIBRATION ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES

les plus importantes. Le poids de ce coefficient est cependant le moins influent dans le calcul de l'amplitude du signal car il n'affecte que le premier échantillon du signal qui est celui ayant l'amplitude la plus faible. Les variations observées pour le troisième échantillon sont, au contraire, constantes pour les trois compartiments et les deux régions en η . Ce résultat est le plus significatif puisqu'il concerne le coefficient au pic du signal.

3.3.3.2 Étude des corrélations entre les constantes de calibration affectant le signal de calibration

À la section 3.2.4 il a été montré que la méthode permettant d'extraire le gain électronique lors de *ramp runs* lie strictement la valeur de l'amplitude maximale A_{max} qui est reconstruite à l'aide des coefficients d'*Optimal Filtering* à la constante de calibration R . C'est pourquoi, des corrélations entre les variations de R et les variations des coefficients d'*Optimal Filtering* (OFCa^{Cali} dans le cas considéré ici) sont attendues. Les figures 3.14 et 3.15 mettent en évidence les corrélations, typiquement négatives, existant entre les variations des coefficients OFCa^{Cali} et les variations du coefficient R extrait des rampes. Les valeurs de l'ajustement indiquent l'intensité des corrélations. Celles-ci sont montrées pour chaque compartiment et chaque région en η table 3.4.

En revanche, aucune corrélation entre les variations des piédestaux et les variations de R n'est attendue, car les procédures d'extraction de ces constantes de calibration sont indépendantes.

3.3.3.3 Étude des variations sur les énergies reconstruites

L'impact des variations des constantes de calibration sur l'énergie reconstruite des cellules a été étudié en fonction du courant de calibration. Les valeurs de courant injecté utilisées pour cette étude sont montrées table 3.1. Pour chacune des valeurs DAC , l'énergie des cellules a été reconstruite de quatre manières différentes pour estimer :

- **l'effet global** : il s'agit de l'estimation de l'impact dû à la variation du lot complet des constantes de calibration. L'énergie des cellules est reconstruite une fois avec le lot des nouvelles variables (E_{new}) et une fois avec le lot des variables de référence (E_{old}). L'effet global est alors estimé par la différence des deux valeurs obtenues ;
- **l'effet dû aux variations des piédestaux** : il s'agit de l'estimation de l'impact dû à la variation des piédestaux. Cet effet est estimé en reconstruisant l'énergie en changeant uniquement entre les deux reconstructions, la valeur des piédestaux. La différence entre les deux valeurs d'énergie obtenues, $E_{new} - E_{new}^{oldped}$, donne l'estimation de l'effet étudié ;
- **l'effet dû aux variations de la constante extraite des rampes** : comme pour le point précédent, cet effet estime l'impact des variations de la constante extraite des rampes sur la reconstruction des énergies des cellules. La seule constante de calibration qui change dans les deux reconstructions de l'énergie est R . Cet effet est estimé par la différence $E_{new} - E_{new}^{oldramp}$;
- **l'effet dû aux variations des coefficients OFCa^{Cali}** : cet effet estime l'impact des variations des coefficients OFCa^{Cali}. Comme précédemment, l'estimation de l'impact de ces variations est estimée par la différence $E_{new} - E_{new}^{oldOFC}$ où la valeur de E_{new}^{oldOFC} est

CHAPITRE 3. IMPACT DE LA CALIBRATION DE LA CHAÎNE DE LECTURE ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES DU CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

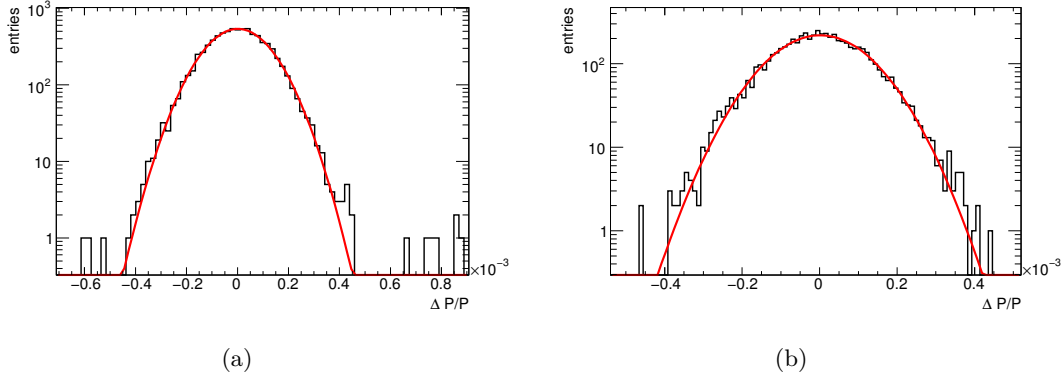


FIGURE 3.10 – Variations relatives des piédestaux pour la région $\eta < 0.8$ (a) et $\eta \geq 0.8$ (b).

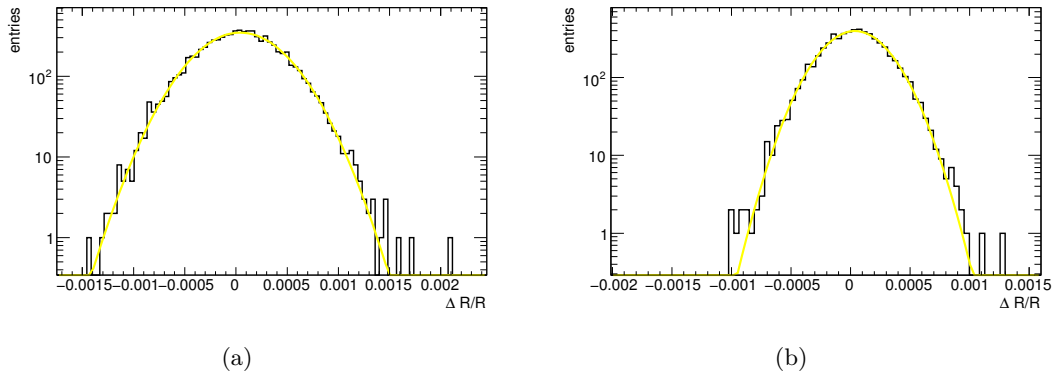


FIGURE 3.11 – Variations relatives du coefficient R extrait des rampes pour la région $\eta < 0.8$ (a) et $\eta \geq 0.8$ (b).

Variation relatives des piédestaux (p) et des rampes (R)						
Compartiment	avant		milieu		arrière	
	$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$	$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$	$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$
$\Delta p/p$	0.01%	0.01%	0.01%	0.01%	0.01%	0.01%
$\Delta R/R$	0.09 %	0.09%	0.04%	0.03%	0.04%	0.04%

TABLE 3.2 – Variations relatives des piédestaux (p) et des rampes (R) pour les trois compartiments du calorimètre. Les variations sont estimées pour les deux régions ($\eta < 0.8$ et $\eta \geq 0.8$) séparément.

3.3. ÉTUDE DE L'IMPACT DES VARIATIONS DES CONSTANTES DE CALIBRATION ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES

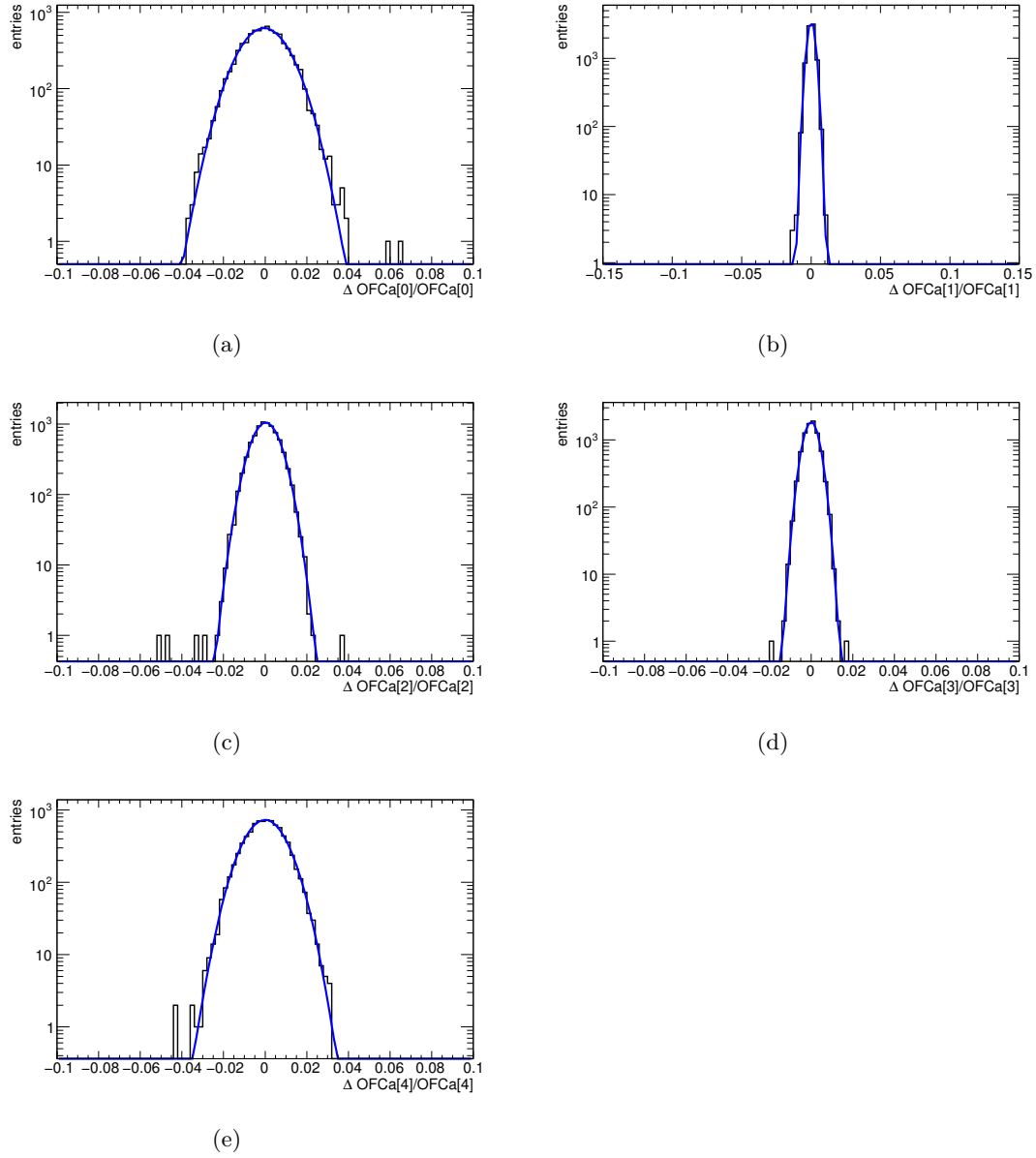


FIGURE 3.12 – Distributions des variations relatives des coefficients $\text{OFCa}^{\text{Cali}}$ pour la région $\eta < 0.8$.

CHAPITRE 3. IMPACT DE LA CALIBRATION DE LA CHAÎNE DE LECTURE ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES DU CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

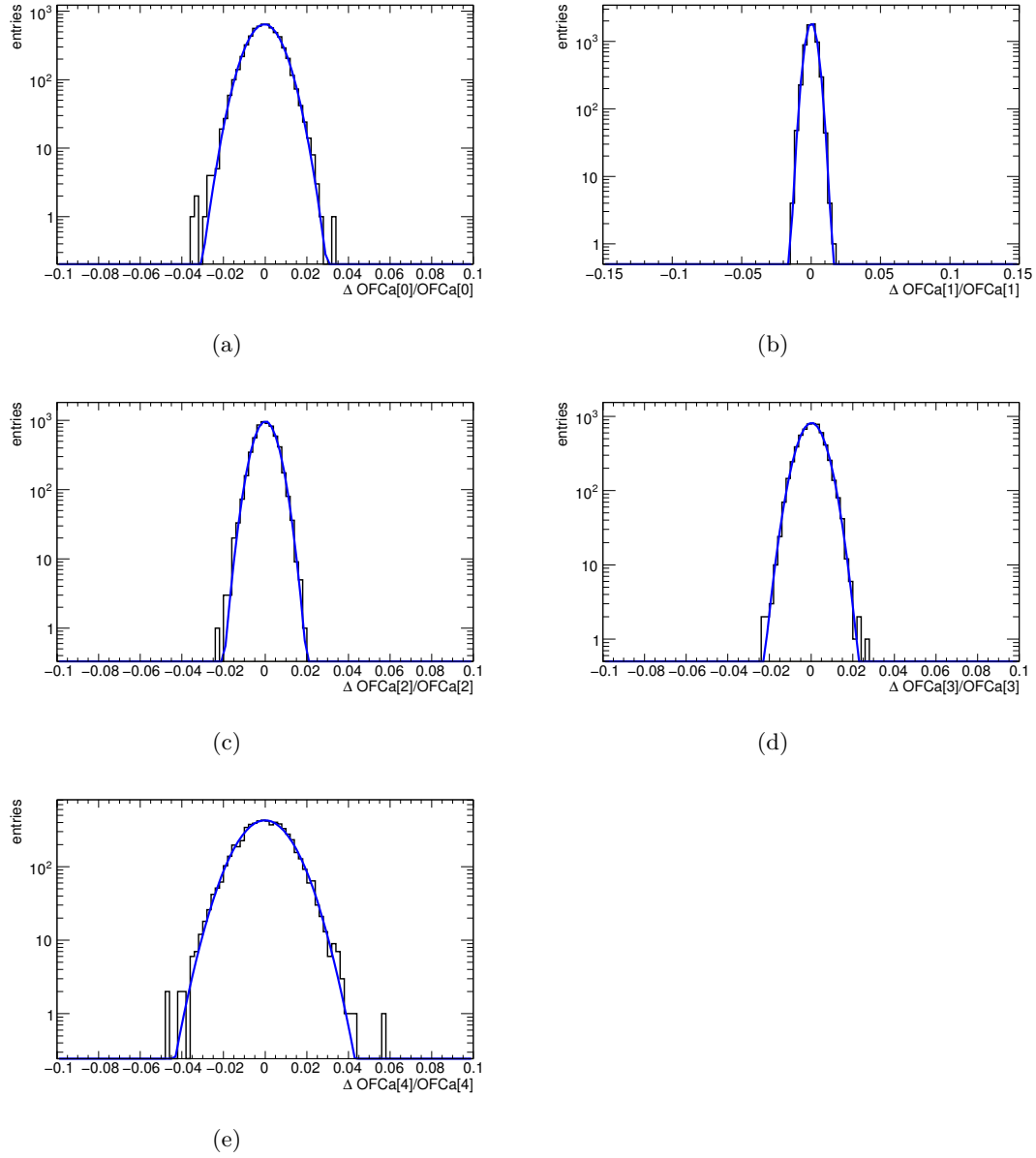


FIGURE 3.13 – *Distributions des variations relatives des coefficients $\text{OFCa}^{\text{Cali}}$ pour la région $\eta \geq 0.8$.*

Variations relatives des coefficients OFCa ^{Cali}						
Compartiment	avant		milieu		arrière	
	$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$	$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$	$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$
$\Delta\text{OFCa}^{\text{Cali}}[0]/\text{OFCa}^{\text{Cali}}[0]$	1.42%	1.39%	1.04%	0.75%	0.74%	0.89%
$\Delta\text{OFCa}^{\text{Cali}}[1]/\text{OFCa}^{\text{Cali}}[1]$	0.51%	0.53%	0.27%	0.38%	0.26%	0.35%
$\Delta\text{OFCa}^{\text{Cali}}[2]/\text{OFCa}^{\text{Cali}}[2]$	0.68%	0.49%	0.62%	0.49%	0.44%	0.40%
$\Delta\text{OFCa}^{\text{Cali}}[3]/\text{OFCa}^{\text{Cali}}[3]$	0.64%	0.60%	0.35%	0.59%	0.40%	0.48%
$\Delta\text{OFCa}^{\text{Cali}}[4]/\text{OFCa}^{\text{Cali}}[4]$	1.27%	1.30%	0.89%	1.11%	0.88%	0.96%

TABLE 3.3 – Variations relatives des coefficients OFCa^{Cali} pour les trois compartiments du calorimètre. Les variations sont montrées séparément pour les deux régions en η .

Corrélation $\Delta\text{OFCa}^{\text{Cali}}/\text{OFCa}^{\text{Cali}} : \Delta R/R$							
Compartiment		avant		milieu		arrière	
		$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$	$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$	$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$
$\Delta\text{OFCa}^{\text{Cali}}[0]/\text{OFCa}^{\text{Cali}}[0] : \Delta R/R$	$p_0 =$	$5.7 \cdot 10^{-5}$	$3.6 \cdot 10^{-5}$	$4.1 \cdot 10^{-5}$	$3.6 \cdot 10^{-5}$	$8.0 \cdot 10^{-6}$	$3.1 \cdot 10^{-5}$
	$p_1 =$	$-4.4 \cdot 10^{-3}$	$-5.4 \cdot 10^{-3}$	$2.0 \cdot 10^{-4}$	$8.4 \cdot 10^{-5}$	$3.4 \cdot 10^{-3}$	$-3.0 \cdot 10^{-4}$
$\Delta\text{OFCa}^{\text{Cali}}[1]/\text{OFCa}^{\text{Cali}}[1] : \Delta R/R$	$p_0 =$	$5.8 \cdot 10^{-5}$	$4.1 \cdot 10^{-5}$	$4.3 \cdot 10^{-5}$	$3.7 \cdot 10^{-5}$	$1.3 \cdot 10^{-5}$	$1.3 \cdot 10^{-5}$
	$p_1 =$	$-1.1 \cdot 10^{-2}$	$-6.7 \cdot 10^{-3}$	$-1.6 \cdot 10^{-2}$	$-5.1 \cdot 10^{-3}$	$-7.6 \cdot 10^{-3}$	$-6.8 \cdot 10^{-3}$
$\Delta\text{OFCa}^{\text{Cali}}[2]/\text{OFCa}^{\text{Cali}}[2] : \Delta R/R$	$p_0 =$	$5.9 \cdot 10^{-5}$	$3.9 \cdot 10^{-5}$	$4.3 \cdot 10^{-5}$	$3.5 \cdot 10^{-5}$	$1.2 \cdot 10^{-5}$	$1.2 \cdot 10^{-5}$
	$p_1 =$	$-3.2 \cdot 10^{-3}$	$-7.8 \cdot 10^{-3}$	$-3.0 \cdot 10^{-3}$	$-2.6 \cdot 10^{-3}$	$-7.7 \cdot 10^{-3}$	$-2.6 \cdot 10^{-3}$
$\Delta\text{OFCa}^{\text{Cali}}[3]/\text{OFCa}^{\text{Cali}}[3] : \Delta R/R$	$p_0 =$	$5.8 \cdot 10^{-5}$	$4.0 \cdot 10^{-5}$	$4.0 \cdot 10^{-5}$	$3.5 \cdot 10^{-5}$	$1.3 \cdot 10^{-5}$	$1.1 \cdot 10^{-5}$
	$p_1 =$	$-7.7 \cdot 10^{-3}$	$-3.2 \cdot 10^{-3}$	$-7.2 \cdot 10^{-3}$	$-1.0 \cdot 10^{-3}$	$-3.3 \cdot 10^{-3}$	$-8.1 \cdot 10^{-4}$
$\Delta\text{OFCa}^{\text{Cali}}[4]/\text{OFCa}^{\text{Cali}}[4] : \Delta R/R$	$p_0 =$	$5.6 \cdot 10^{-5}$	$4.0 \cdot 10^{-5}$	$4.0 \cdot 10^{-5}$	$3.6 \cdot 10^{-5}$	$1.2 \cdot 10^{-5}$	$1.1 \cdot 10^{-5}$
	$p_1 =$	$-5.8 \cdot 10^{-4}$	$-9.4 \cdot 10^{-5}$	$-1.8 \cdot 10^{-3}$	$-4.7 \cdot 10^{-3}$	$-1.5 \cdot 10^{-3}$	$5.2 \cdot 10^{-4}$

TABLE 3.4 – Paramètres de l'ajustement linéaire relatif aux corrélations $\Delta\text{OFCa}^{\text{Cali}}/\text{OFCa}^{\text{Cali}} : \Delta R/R$ pour les trois compartiments du calorimètre et les deux régions en η .

CHAPITRE 3. IMPACT DE LA CALIBRATION DE LA CHAÎNE DE LECTURE ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES DU CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

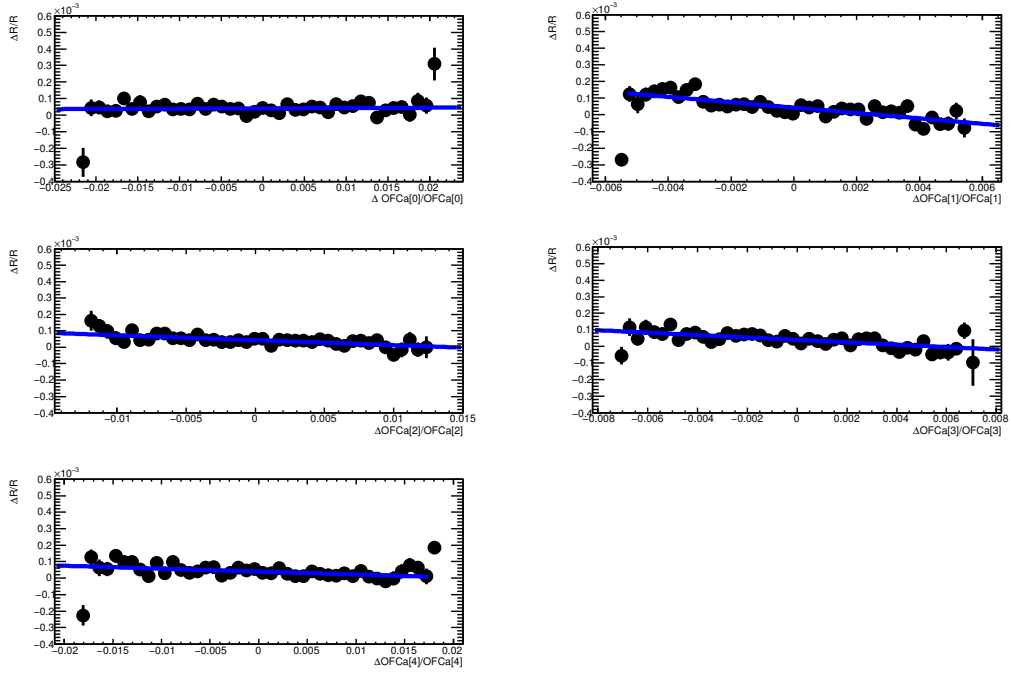


FIGURE 3.14 – *Corrélations entre les variations des coefficients $\text{OFCa}^{\text{Cali}}$ et le gain électronique R extrait des runs de rampe pour la région $\eta < 0.8$.*

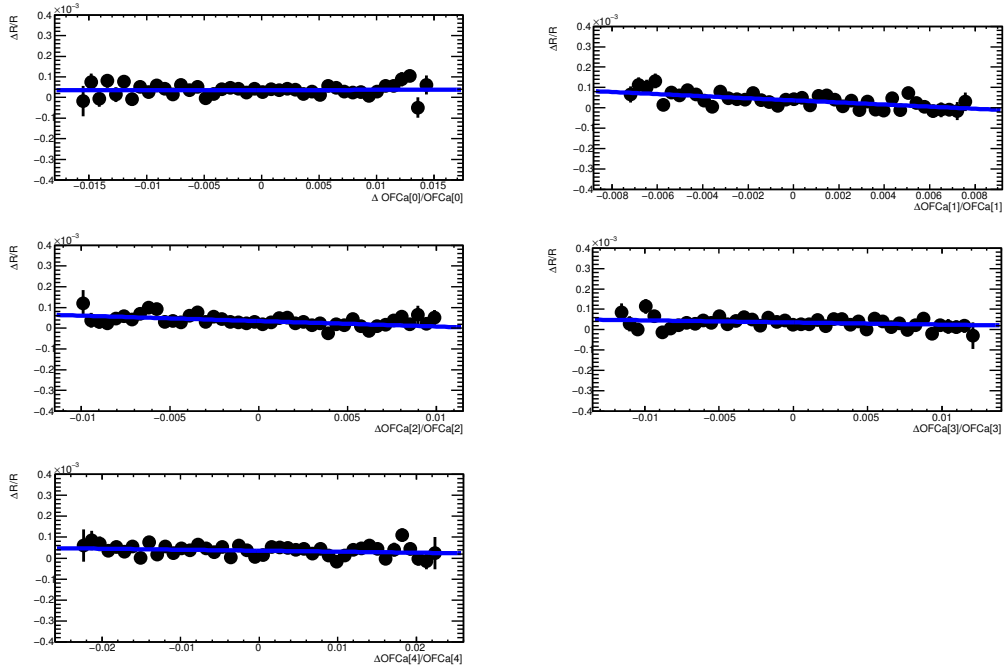


FIGURE 3.15 – *Corrélations entre les variations des coefficients $\text{OFCa}^{\text{Cali}}$ et le coefficient R extrait des runs de rampe pour la région $\eta \geq 0.8$.*

calculée en utilisant toutes les constantes de calibration de la nouvelle campagne sauf les coefficients $\text{OFCa}^{\text{Cali}}$ qui sont relatifs à la campagne dite de référence.

3.3. ÉTUDE DE L'IMPACT DES VARIATIONS DES CONSTANTES DE CALIBRATION ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES

Les figures 3.16 et 3.17 montrent les distributions des variations absolues en énergie obtenues pour les quatre cas présentés ci-dessus. Chaque figure montre une série de distributions, chacune d'elles étant relative à une valeur fixe de courant injecté. L'intervalle choisi pour l'axe des abscisses varie bien sur en fonction du courant injecté à cause de la largeur toujours croissante des distributions montrées. Pour les basses valeurs de courant injecté, l'effet dominant est celui dû à la variation des piédestaux (en rouge) comme on l'attend puisque le courant injecté est tellement faible que le signal enregistré n'est qu'à quelques sigmas du bruit. Lorsque le courant injecté augmente, l'effet dominant devient celui relatif à la variation des coefficients d'*Optimal Filtering*.

Les figures 3.18 et 3.19 montrent l'allure de la valeur moyenne et du RMS des distributions présentées figures 3.16 et 3.17, en fonction du courant injecté exprimé en unités d'énergie (voir section 3.3.2). Les distributions des valeurs moyennes (figures de gauche) montrent des déviations positives et négatives par rapport à la valeur nulle attendue. Cela est dû aux variations du point de fonctionnement du détecteur. Les distributions des largeurs, venant des ajustements gaussiens, montrent que l'effet introduit par la variation des piédestaux est constante même lorsque l'énergie pulsée augmente. Ce résultat est attendu : les piédestaux sont, par définition, une propriété physique de la cellule et ils ne dépendent pas de l'énergie déposée. Tous les autres effets ont au contraire une dépendance claire en énergie qui reflète le lien entre l'amplitude maximale du signal et l'ensemble des constantes de calibration, exception faite des piédestaux. L'effet des corrélations entre les variations des coefficients d'*Optimal Filtering* et les variations des constantes extraites des rampes est évident sur ces figures. Le signe négatif de ces corrélations se justifie par la compensation de la dépendance en énergie des deux effets étudiés séparément.

Les variations relatives des énergies permettent une quantification de l'erreur systématique introduite lors de variations typiques des constantes de calibration. Les largeurs des distributions des variations relatives ($\Delta E/E$) de l'énergie reconstruite des cellules sont montrées figure 3.20(a) pour la région $\eta < 0.8$ et figure 3.20(b) pour la région $\eta \geq 0.8$. Mis à part le dernier point de ces distributions, correspondant à la valeur la plus importante de courant injecté et qui ne concerne qu'un faible nombre de cellules, l'erreur systématique peut être extraite. La table 3.5 résume ces erreurs pour les trois compartiments du calorimètre et les deux régions en pseudorapidité.

Cette table montre également les valeurs moyennes de ces distributions donnant une estimation quantitative de la variation du point de fonctionnement du détecteur.

3.3.4 Impact sur la reconstruction du signal d'ionisation

Les constantes de calibration ayant un impact sur le signal prédit d'ionisation et qui n'ont pas été traitées précédemment, sont les coefficients d'*Optimal Filtering* $\text{OFCa}^{\text{Phys}}$ et le terme correctif $\frac{1}{M_{\text{Phys}}/M_{\text{Cal}}}$. Les coefficients $\text{OFCa}^{\text{Phys}}$ sont extraits en utilisant la technique d'*Optimal Filtering* sur les échantillons du signal prédit de physique ; le terme $\frac{1}{M_{\text{Phys}}/M_{\text{Cal}}}$ tient compte de la différence en amplitude et en forme entre le signal de calibration et celui d'ionisation prédit (voir section 3.2.1 et figure 3.3(b)).

3.3.4.1 Étude des variations typiques des constantes caractéristiques du signal d'ionisation

Les figures 3.21 et 3.22 montrent les variations relatives observées pour les coefficients $\text{OFCa}^{\text{Phys}}$, respectivement pour les deux régions $\eta < 0.8$ et $\eta \geq 0.8$. Ces distributions sont caractérisées par un coeur gaussien caractérisant le comportement dominant des cellules, et des queues montrant des variations d'ampleur plus importantes que les variations typiques atten-

CHAPITRE 3. IMPACT DE LA CALIBRATION DE LA CHAÎNE DE LECTURE ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES DU CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

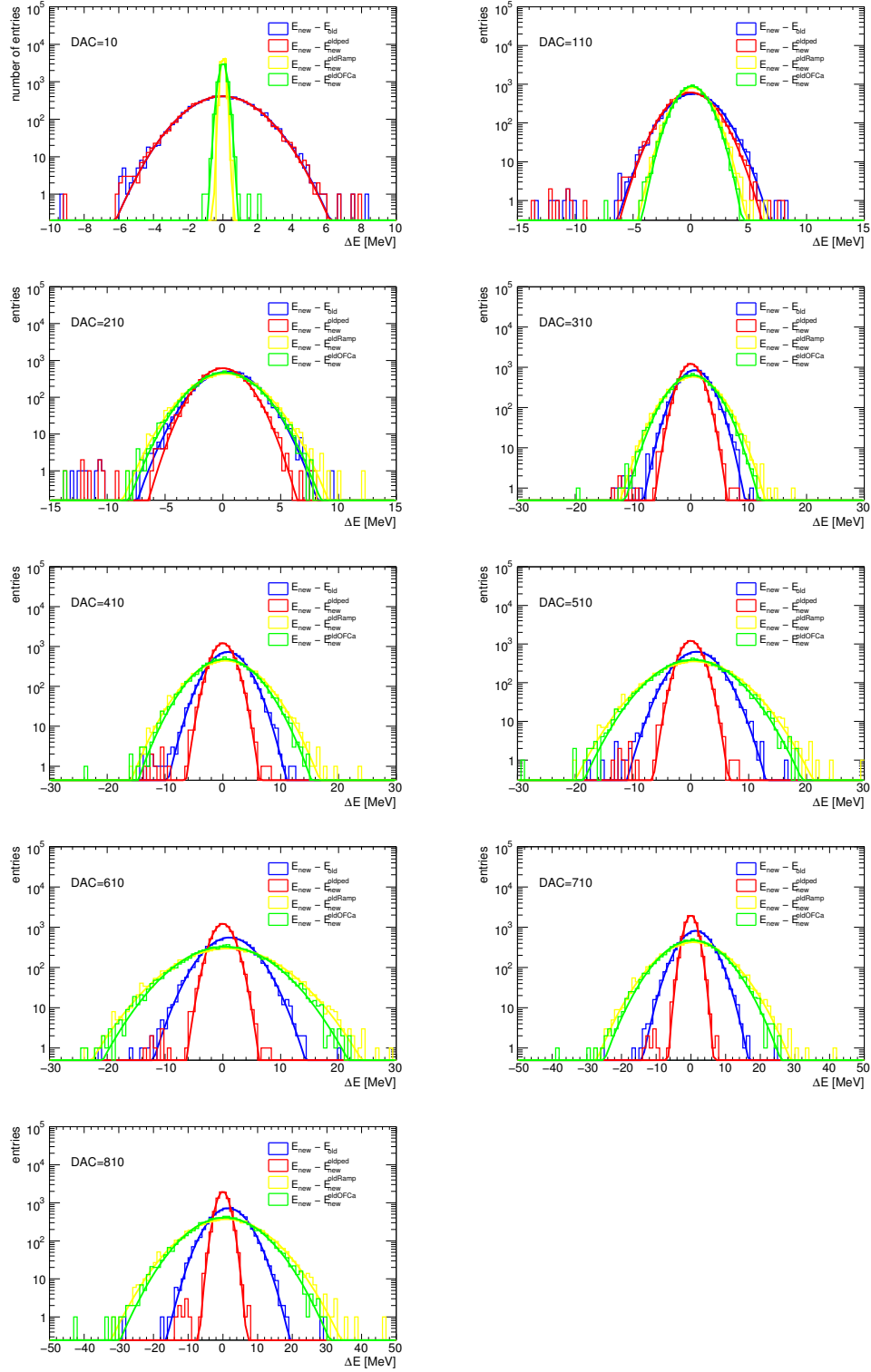


FIGURE 3.16 – Variations des valeurs de l'énergie reconstruite des cellules pour des valeurs croissantes de courant de calibration injecté (en unités DAC) pour la région $\eta < 0.8$. L'impact sur la reconstruction en énergie des différents effets est visible : effet global (bleu), variations des piédestaux (rouge), variations de R (jaune) et variations des coefficients d'Optimal Filtering OFCa^{Cali} (vert).

3.3. ÉTUDE DE L'IMPACT DES VARIATIONS DES CONSTANTES DE CALIBRATION ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES

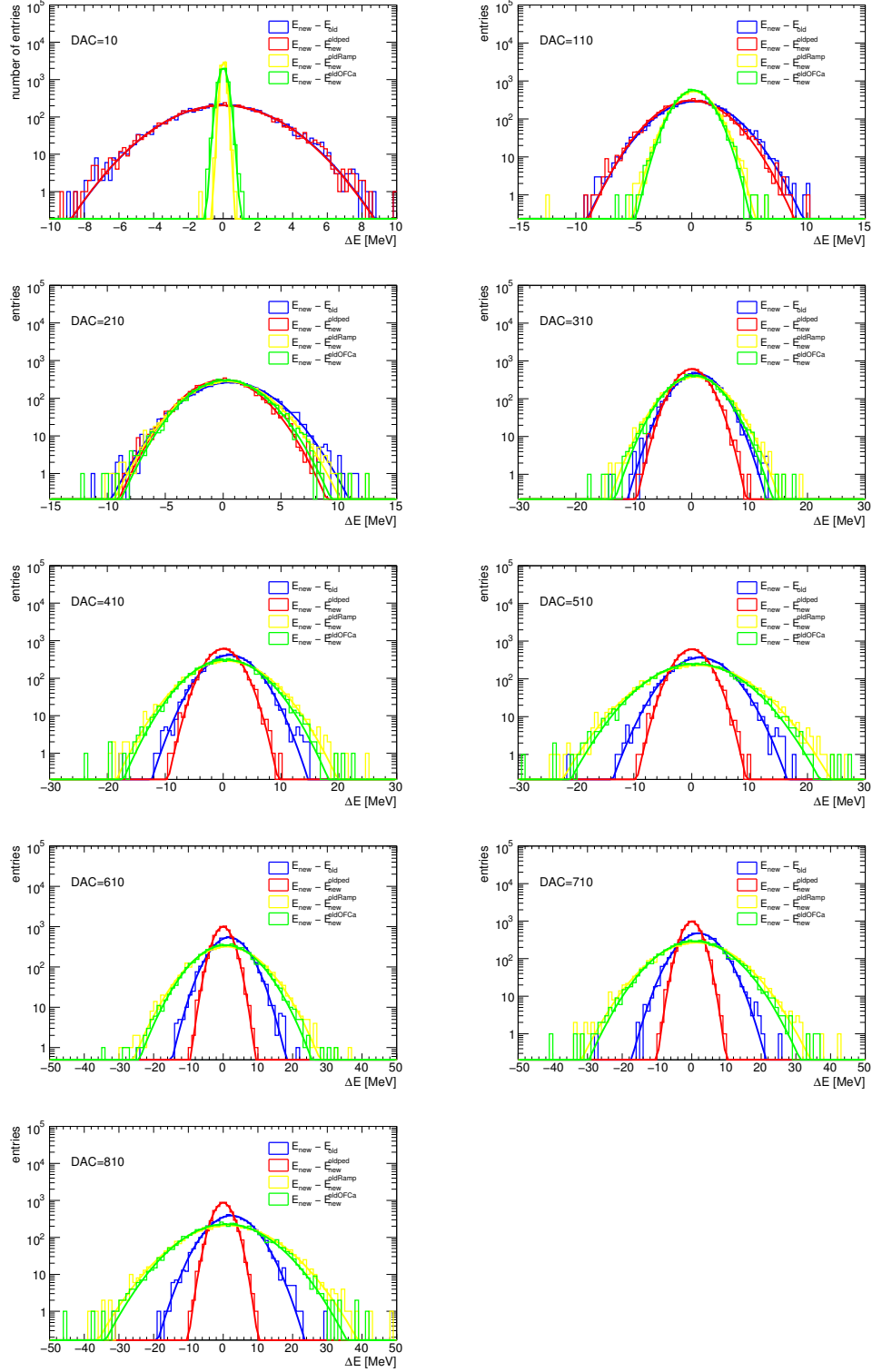


FIGURE 3.17 – Variations des valeurs de l'énergie reconstruite des cellules pour des valeurs croissantes de courant de calibration injecté (en unités DAC) pour la région $\eta \geq 0.8$. L'impact sur la reconstruction en énergie des différents effets est visible : effet global (bleu), variations des piédestaux (rouge), variations de R (jaune) et variations des coefficients d'Optimal Filtering OFCa^{Cali} (vert).

CHAPITRE 3. IMPACT DE LA CALIBRATION DE LA CHAÎNE DE LECTURE ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES DU CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

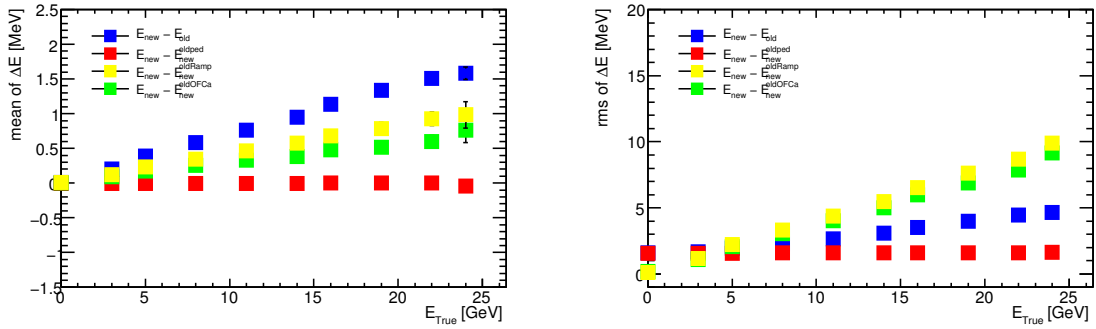


FIGURE 3.18 – Valeurs moyennes (gauche) et largeurs (droite) des distributions des variations absolues de l'énergie reconstruite des cellules appartenant à la région $\eta < 0.8$ en fonction du courant de calibration injecté (en unités d'énergie).

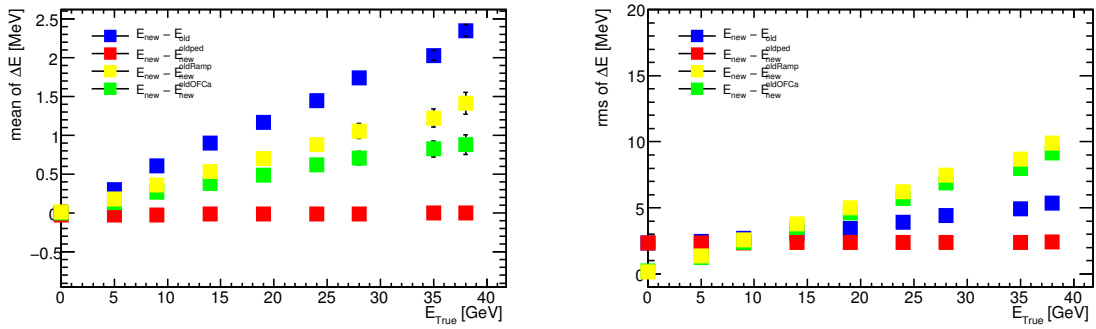


FIGURE 3.19 – Valeurs moyennes (gauche) et largeurs (droite) des distributions des variations absolues de l'énergie reconstruite des cellules appartenant à la région $\eta \geq 0.8$ en fonction du courant de calibration injecté (en unités d'énergie).

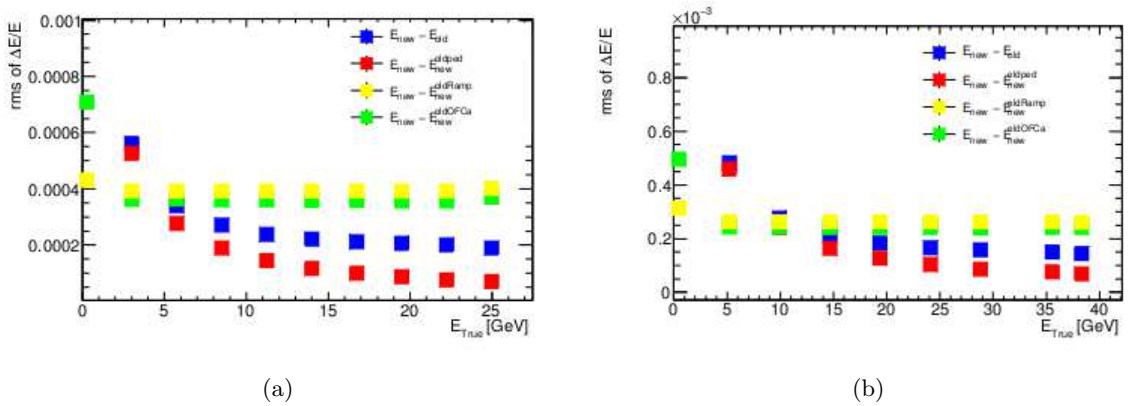


FIGURE 3.20 – Largeurs des distributions de variations relatives de l'énergie reconstruite des cellules en fonction du courant de calibration injecté, (a) $\eta < 0.8$ et (b) $\eta \geq 0.8$.

3.3. ÉTUDE DE L'IMPACT DES VARIATIONS DES CONSTANTES DE CALIBRATION ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES

Erreurs relatifs affectant la reconstruction de l'énergie des cellules							
		avant		milieu		arrière	
		$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$	$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$	$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$
Variation des piédestaux	moyenne	-0.01 ‰	-0.01 ‰	-0.01 ‰	-0.01 ‰	-0.01 ‰	0.01 ‰
	largeur	0.20 ‰	0.20 ‰	0.15 ‰	0.18 ‰	0.23 ‰	0.16 ‰
Variation de R	moyenne	0.05 ‰	0.04 ‰	0.04 ‰	0.04 ‰	0.01 ‰	0.01 ‰
	largeur	1.0 ‰	0.90 ‰	0.40 ‰	0.30 ‰	0.38 ‰	0.40 ‰
Variation de OFCa ^{Cali}	moyenne	0.03 ‰	0.03 ‰	0.03 ‰	0.03 ‰	0.05 ‰	0.04 ‰
	largeur	0.80 ‰	0.70 ‰	0.35 ‰	0.28 ‰	0.31 ‰	0.36 ‰
effet global	moyenne	0.07 ‰	0.07 ‰	0.07 ‰	0.06 ‰	0.05 ‰	0.06 ‰
	largeur	0.70 ‰	0.60 ‰	0.25 ‰	0.20 ‰	0.28 ‰	0.26 ‰

TABLE 3.5 – Résumé des déviations moyennes et des erreurs relatives affectant la reconstruction de l'énergie des cellules du calorimètre pour des variations typiques des constantes de calibration. La table montre tout d'abord les résultats de l'impact de la variation d'une seule constante de calibration (piédestaux, rampes ou coefficient d'Optimal Filtering). La dernière ligne de la table montre l'effet global dû au changement d'un lot complet de constantes.

dues. Le nombre de cellules impliqué dans ces effets dits *non gaussiens* est relativement petit puisqu'il est au maximum de l'ordre de 10 %. L'étude de ces effets non gaussiens est brièvement présentée section 3.3.6.

La figure 3.23 montre les distributions des variations du terme correctif $\frac{1}{M_{Phys}/M_{Cal}}$ à droite pour la région $\eta < 0.8$ et à gauche pour la région $\eta \geq 0.8$. Le même effet non gaussien est visible dans ce cas également, tout en confirmant un comportement typique pour la majorité des cellules.

La table 3.6 résume les valeurs caractéristiques des variations pour les cellules ayant un comportement gaussien. L'erreur relative correspond à 1σ sur l'ajustement gaussien sur le coeur de la distribution.

3.3.4.2 Étude des corrélations entre les constantes de calibration affectant le signal de physique

L'existence de corrélations entre les variations des constantes de calibration qui sont liées au signal de physique et qui n'ont donc pas été traitées précédemment est étudiée dans ce paragraphe. L'étude de ces corrélations est montrée figure 3.24 et 3.25 pour le doublet OFCa^{Phys} et R , et figure 3.26 et 3.27 pour le doublet OFCa^{Phys} et $\frac{1}{M_{Phys}/M_{Cal}}$. Les deux régions en pseudo-rapidité sont toujours traitées séparément.

L'intensité des corrélations entre les variations des coefficients OFCa^{Phys} et les variations des coefficients R extraits des rampes est un ordre de grandeur plus faible que celle qui a été observée pour les coefficients OFCa^{Cali} (voir table 3.7). Cela est dû au fait que le gain paramétrisé par la constante R est calculé par l'estimation de la linéarité du signal de calibration au courant injecté. Le signal de physique n'entre donc pas dans ce calcul.

La table 3.8 résume les paramètres de l'ajustement relatif aux corrélations entre les variations des coefficients OFCa^{Phys} et les variations du terme $\frac{1}{M_{Phys}/M_{Cal}}$. L'existence de corrélations entre ces variations est attendue puisque le terme $\frac{1}{M_{Phys}/M_{Cal}}$ paramétrise la différence de forme entre le signal de physique et le signal de calibration et que les coefficients OFCa^{Phys} jouent un rôle majeur dans la reconstruction du signal.

CHAPITRE 3. IMPACT DE LA CALIBRATION DE LA CHAÎNE DE LECTURE ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES DU CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

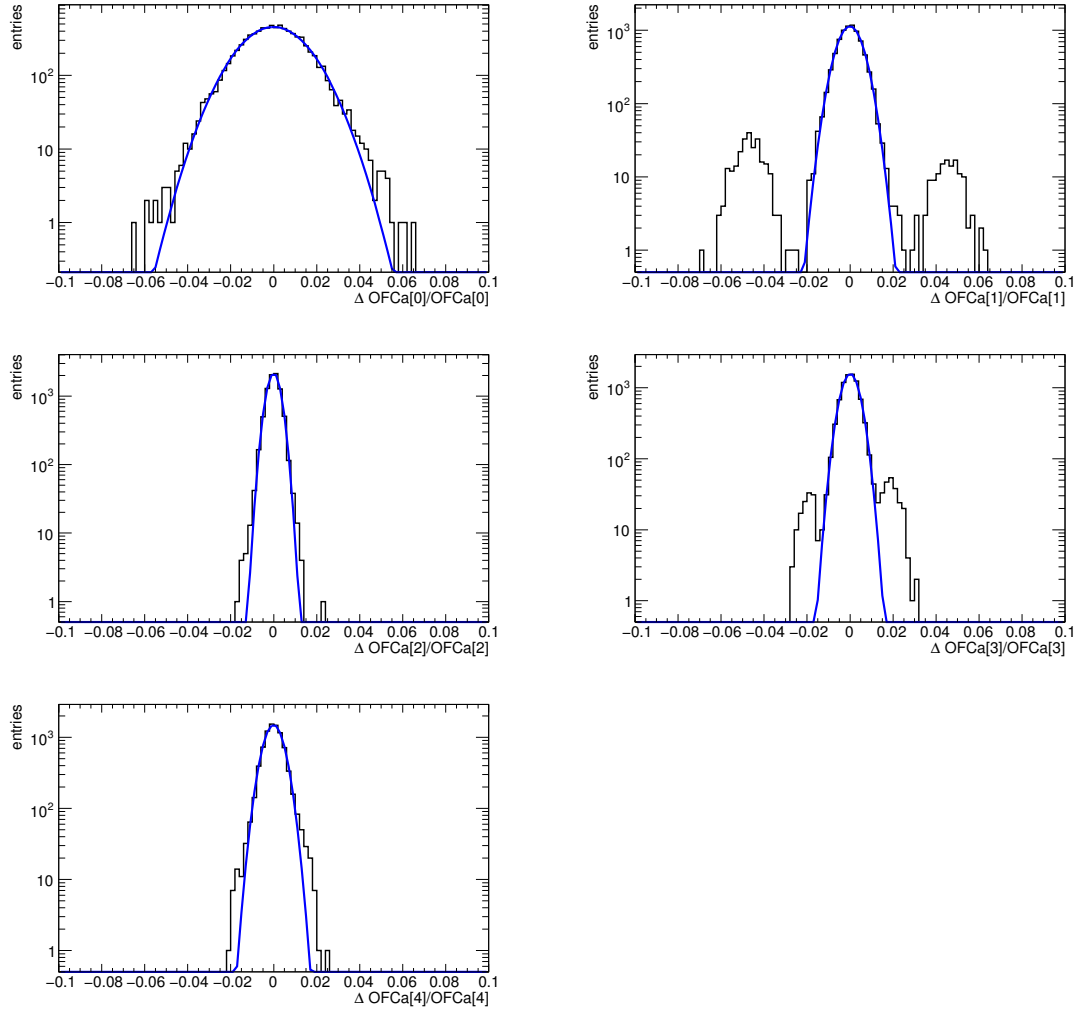


FIGURE 3.21 – Distributions des variations relatives des quatre coefficients de Optimal Filtering $\text{OFCa}^{\text{Phys}}$ utilisés pour la reconstruction de l'amplitude du signal de physique ($\eta < 0.8$).

Variations relatives des coefficients caractérisants le signal de physique						
	avant		milieu		arrière	
	$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$	$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$	$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$
$\Delta\text{OFCa}^{\text{Phys}}[0]/\text{OFCa}^{\text{Phys}}[0]$	1.00%	0.93%	1.41%	1.33%	1.05%	1.12%
$\Delta\text{OFCa}^{\text{Phys}}[1]/\text{OFCa}^{\text{Phys}}[1]$	0.70%	0.84%	0.54%	0.60%	0.54%	0.57%
$\Delta\text{OFCa}^{\text{Phys}}[2]/\text{OFCa}^{\text{Phys}}[2]$	0.29%	0.30%	0.29%	0.34%	0.30%	0.31%
$\Delta\text{OFCa}^{\text{Phys}}[3]/\text{OFCa}^{\text{Phys}}[3]$	0.61%	0.71%	0.39%	0.38%	0.54%	0.49%
$\Delta\text{OFCa}^{\text{Phys}}[4]/\text{OFCa}^{\text{Phys}}[4]$	0.55%	0.50%	0.42%	0.48%	0.46%	0.42%
$\Delta \frac{1}{M_{\text{Phys}}/M_{\text{Cal}}} / \frac{1}{M_{\text{Phys}}/M_{\text{Cal}}}$	0.09%	0.11%	0.06%	0.07%	0.05%	0.06%

TABLE 3.6 – Variations relatives des constantes importantes pour le signal de physique ($\text{OFCa}^{\text{Phys}}$ et $\frac{1}{M_{\text{Phys}}/M_{\text{Cal}}}$) pour les trois compartiments du calorimètre et les deux régions en pseudorapidité ($\eta < 0.8$ et $\eta \geq 0.8$).

3.3. ÉTUDE DE L'IMPACT DES VARIATIONS DES CONSTANTES DE CALIBRATION ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES

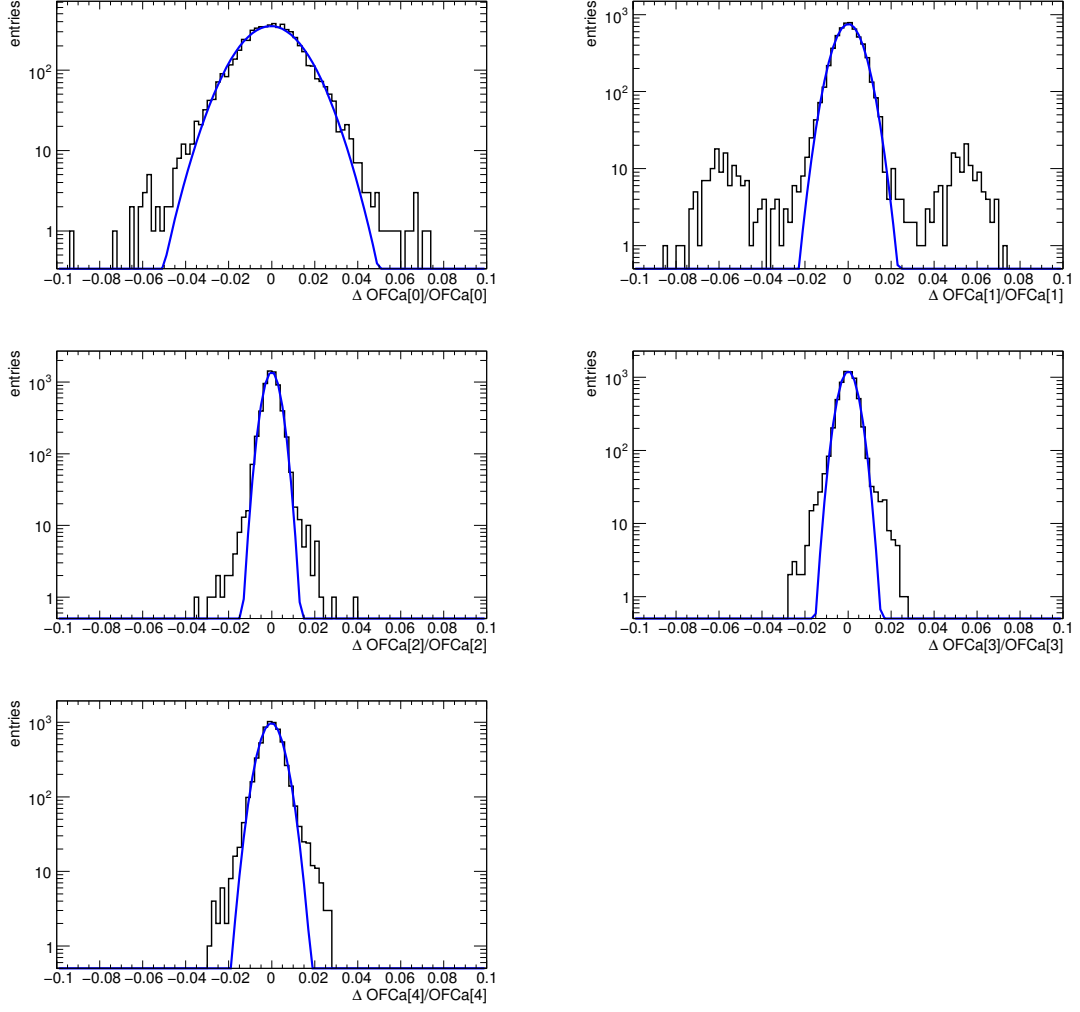


FIGURE 3.22 – Distributions des variations relatives des quatre coefficients de Optimal Filtering $OFCa^{Phys}$ utilisés pour la reconstruction de l'amplitude du signal de physique ($\eta \geq 0.8$).

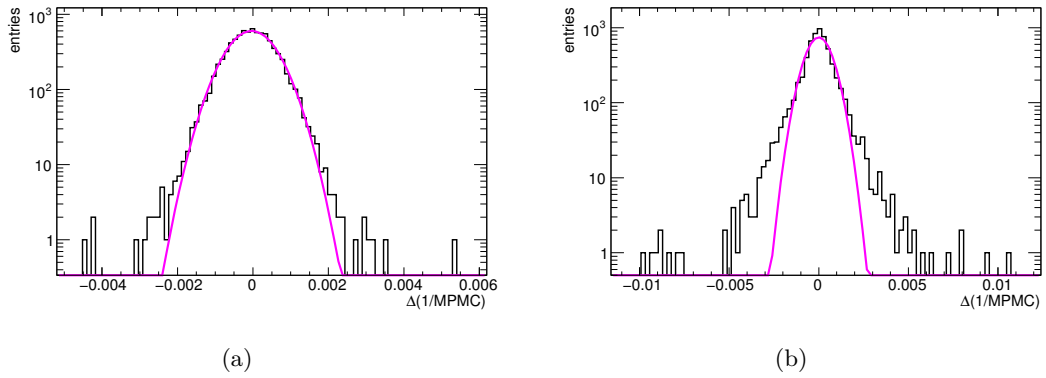


FIGURE 3.23 – Distributions des variations relatives du terme correctif $\frac{1}{M_{Phys}/M_{Cal}}$ pour les deux régions en pseudorapidité : (a) région $\eta < 0.8$; (b) région $\eta \geq 0.8$.

CHAPITRE 3. IMPACT DE LA CALIBRATION DE LA CHAÎNE DE LECTURE ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES DU CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

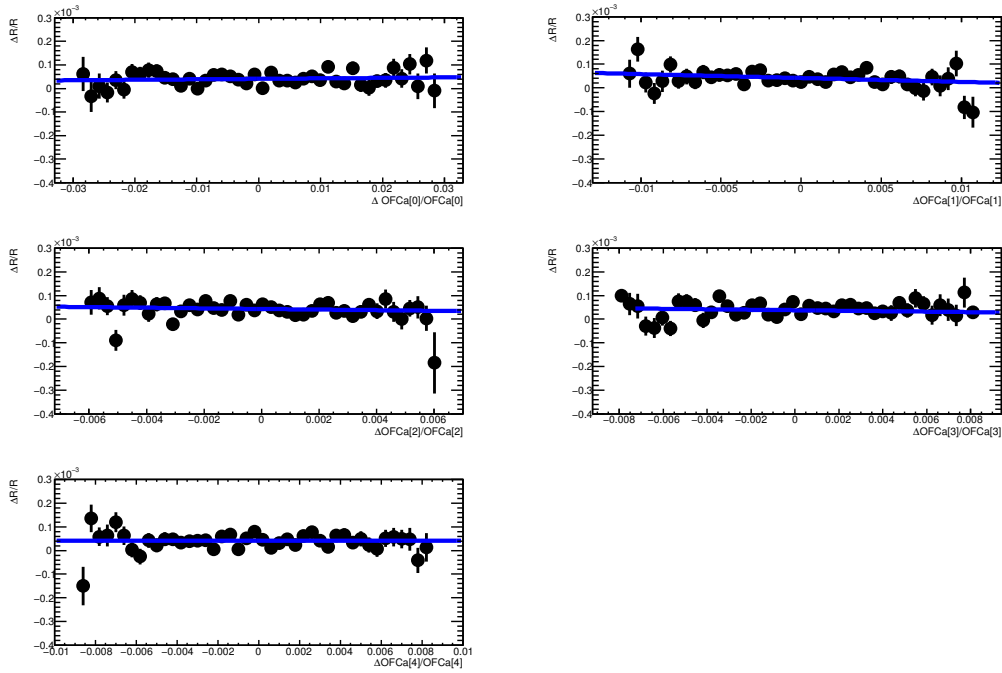


FIGURE 3.24 – Corrélations entre les variations relatives des coefficients $\text{OFCa}^{\text{Phys}}$ et les variations du gain de l'électronique R pour la région $\eta < 0.8$.

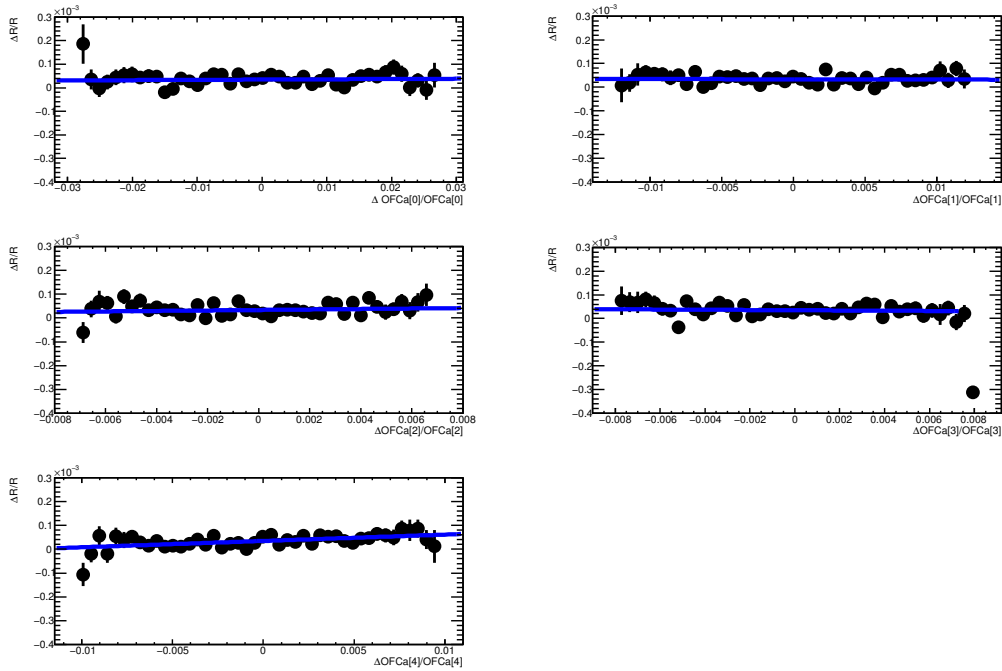


FIGURE 3.25 – Corrélations entre les variations relatives des coefficients $\text{OFCa}^{\text{Phys}}$ et les variations du gain de l'électronique R pour la région $\eta \geq 0.8$.

3.3. ÉTUDE DE L'IMPACT DES VARIATIONS DES CONSTANTES DE CALIBRATION ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES

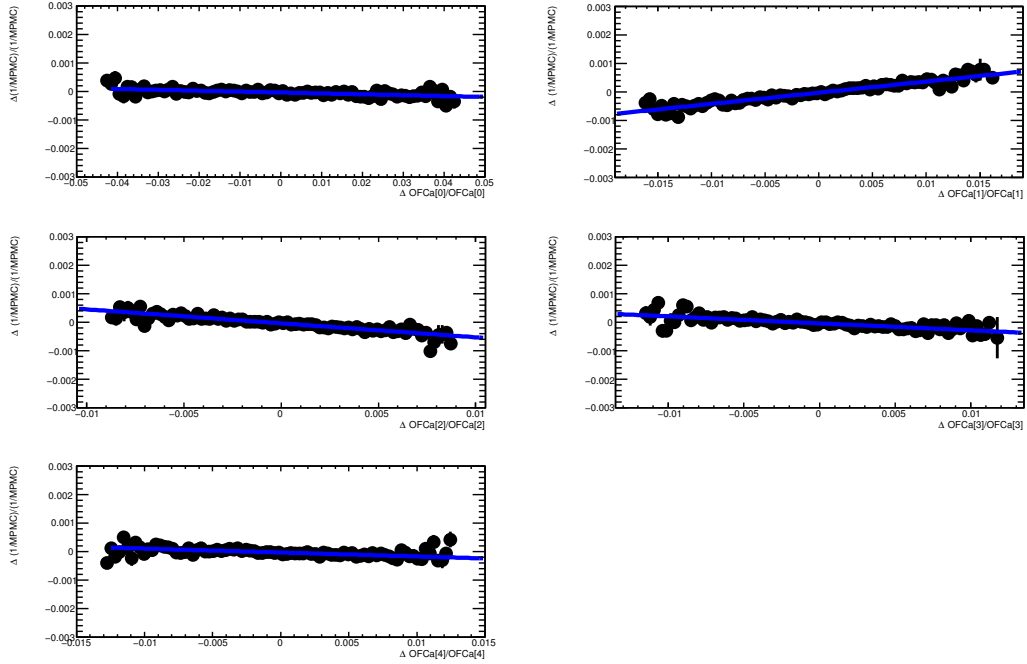


FIGURE 3.26 – Corrélations entre les variations relatives des coefficients $OFCa^{Phys}$ et les variations du terme $\frac{1}{M_{Phys}/M_{Cal}}$ pour la région $\eta < 0.8$.

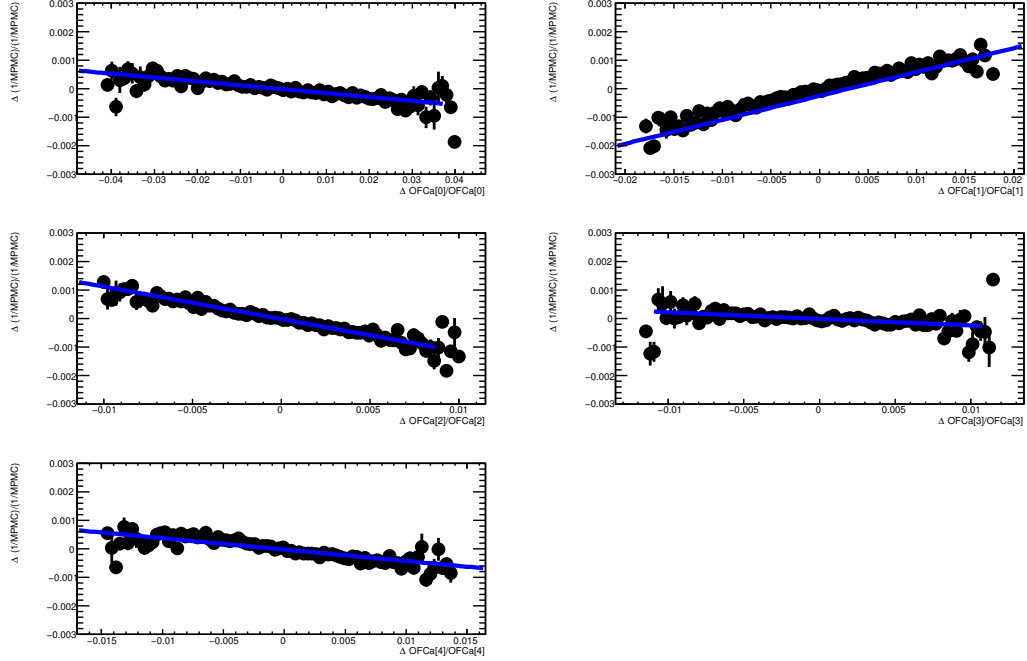


FIGURE 3.27 – Corrélations entre les variations relatives des coefficients $OFCa^{Phys}$ et les variations du terme $\frac{1}{M_{Phys}/M_{Cal}}$ pour la région $\eta \geq 0.8$.

Corrélations entre les coefficients d' <i>Optimal Filtering</i> de physique et le gain de l'électronique R							
		avant		milieu		arrière	
		$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$	$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$	$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$
$\Delta \text{OFCa}^{\text{Phys}}[0]/\text{OFCa}^{\text{Phys}}[0] : \Delta R/R$	$p_0 =$	$5.5 \cdot 10^{-5}$	$4.7 \cdot 10^{-5}$	$4.1 \cdot 10^{-5}$	$3.5 \cdot 10^{-5}$	$1.2 \cdot 10^{-5}$	$1.0 \cdot 10^{-5}$
	$p_1 =$	$8.4 \cdot 10^{-3}$	$-2.5 \cdot 10^{-4}$	$2.0 \cdot 10^{-4}$	$1.2 \cdot 10^{-4}$	$5.9 \cdot 10^{-4}$	$1.0 \cdot 10^{-3}$
$\Delta \text{OFCa}^{\text{Phys}}[1]/\text{OFCa}^{\text{Phys}}[1] : \Delta R/R$	$p_0 =$	$5.6 \cdot 10^{-5}$	$5.0 \cdot 10^{-5}$	$4.2 \cdot 10^{-5}$	$3.3 \cdot 10^{-5}$	$9.9 \cdot 10^{-6}$	$8.8 \cdot 10^{-6}$
	$p_1 =$	$4.7 \cdot 10^{-3}$	$-2.4 \cdot 10^{-4}$	$-1.6 \cdot 10^{-3}$	$-1.1 \cdot 10^{-4}$	$1.8 \cdot 10^{-3}$	$-6.1 \cdot 10^{-3}$
$\Delta \text{OFCa}^{\text{Phys}}[2]/\text{OFCa}^{\text{Phys}}[2] : \Delta R/R$	$p_0 =$	$5.4 \cdot 10^{-5}$	$4.8 \cdot 10^{-5}$	$4.3 \cdot 10^{-5}$	$3.3 \cdot 10^{-5}$	$1.2 \cdot 10^{-5}$	$1.0 \cdot 10^{-5}$
	$p_1 =$	$-5.8 \cdot 10^{-3}$	$7.8 \cdot 10^{-3}$	$-1.3 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-3}$	$1.3 \cdot 10^{-3}$	$1.2 \cdot 10^{-3}$
$\Delta \text{OFCa}^{\text{Phys}}[3]/\text{OFCa}^{\text{Phys}}[3] : \Delta R/R$	$p_0 =$	$5.5 \cdot 10^{-5}$	$4.5 \cdot 10^{-5}$	$3.8 \cdot 10^{-5}$	$3.5 \cdot 10^{-5}$	$9.9 \cdot 10^{-6}$	$9.2 \cdot 10^{-6}$
	$p_1 =$	$-2.0 \cdot 10^{-3}$	$-2.7 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-3}$	$-4.9 \cdot 10^{-4}$	$-1.7 \cdot 10^{-3}$	$1.6 \cdot 10^{-3}$
$\Delta \text{OFCa}^{\text{Phys}}[4]/\text{OFCa}^{\text{Phys}}[4] : \Delta R/R$	$p_0 =$	$5.4 \cdot 10^{-5}$	$4.7 \cdot 10^{-5}$	$4.1 \cdot 10^{-5}$	$3.5 \cdot 10^{-5}$	$1.2 \cdot 10^{-5}$	$8.8 \cdot 10^{-6}$
	$p_1 =$	$1.3 \cdot 10^{-3}$	$4.9 \cdot 10^{-4}$	$6.3 \cdot 10^{-3}$	$2.7 \cdot 10^{-3}$	$-1.5 \cdot 10^{-3}$	$3.9 \cdot 10^{-3}$

TABLE 3.7 – Paramètres des ajustements linéaires utilisés pour quantifier les corrélations existantes entre les variations des constantes de calibration $\text{OFCa}^{\text{Phys}}$ et le gain de l'électronique R .

Corrélations entre les variations des constantes $\text{OFCa}^{\text{Phys}}$ et $\frac{1}{M_{\text{Phys}}/M_{\text{Cal}}}$							
		avant		milieu		arrière	
		$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$	$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$	$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$
$\Delta \text{OFCa}^{\text{Phys}}[0]/\text{OFCa}^{\text{Phys}}[0] : \Delta \frac{1}{M_{\text{Phys}}/M_{\text{Cal}}} / \frac{1}{M_{\text{Phys}}/M_{\text{Cal}}}$	$p_0 =$	$2.5 \cdot 10^{-5}$	$6.1 \cdot 10^{-5}$	$-3.5 \cdot 10^{-5}$	$-2.0 \cdot 10^{-5}$	$4.7 \cdot 10^{-5}$	$4.4 \cdot 10^{-6}$
	$p_1 =$	$5.2 \cdot 10^{-3}$	$2.0 \cdot 10^{-3}$	$-3.0 \cdot 10^{-3}$	$-1.4 \cdot 10^{-2}$	$1.5 \cdot 10^{-3}$	$7.9 \cdot 10^{-3}$
$\Delta \text{OFCa}^{\text{Phys}}[1]/\text{OFCa}^{\text{Phys}}[1] : \Delta \frac{1}{M_{\text{Phys}}/M_{\text{Cal}}} / \frac{1}{M_{\text{Phys}}/M_{\text{Cal}}}$	$p_0 =$	$3.2 \cdot 10^{-5}$	$5.9 \cdot 10^{-5}$	$-3.2 \cdot 10^{-5}$	$-8.6 \cdot 10^{-5}$	$3.9 \cdot 10^{-5}$	$-9.7 \cdot 10^{-5}$
	$p_1 =$	$-5.7 \cdot 10^{-2}$	$-7.2 \cdot 10^{-2}$	$3.9 \cdot 10^{-2}$	$7.3 \cdot 10^{-1}$	$-2.6 \cdot 10^{-2}$	$-4.4 \cdot 10^{-2}$
$\Delta \text{OFCa}^{\text{Phys}}[2]/\text{OFCa}^{\text{Phys}}[2] : \Delta \frac{1}{M_{\text{Phys}}/M_{\text{Cal}}} / \frac{1}{M_{\text{Phys}}/M_{\text{Cal}}}$	$p_0 =$	$1.7 \cdot 10^{-5}$	$5.5 \cdot 10^{-5}$	$-3.3 \cdot 10^{-5}$	$-1.3 \cdot 10^{-5}$	$4.3 \cdot 10^{-5}$	$-2.1 \cdot 10^{-5}$
	$p_1 =$	$-3.5 \cdot 10^{-2}$	$-5.6 \cdot 10^{-2}$	$-4.9 \cdot 10^{-2}$	$-1.1 \cdot 10^{-1}$	$-1.9 \cdot 10^{-2}$	$-2.9 \cdot 10^{-3}$
$\Delta \text{OFCa}^{\text{Phys}}[3]/\text{OFCa}^{\text{Phys}}[3] : \Delta \frac{1}{M_{\text{Phys}}/M_{\text{Cal}}} / \frac{1}{M_{\text{Phys}}/M_{\text{Cal}}}$	$p_0 =$	$-7.5 \cdot 10^{-5}$	$5.5 \cdot 10^{-5}$	$-3.4 \cdot 10^{-5}$	$-6.3 \cdot 10^{-6}$	$4.0 \cdot 10^{-5}$	$2.9 \cdot 10^{-5}$
	$p_1 =$	$1.6 \cdot 10^{-3}$	$2.3 \cdot 10^{-2}$	$-2.4 \cdot 10^{-2}$	$-2.3 \cdot 10^{-2}$	$9.1 \cdot 10^{-3}$	$-2.2 \cdot 10^{-2}$
$\Delta \text{OFCa}^{\text{Phys}}[4]/\text{OFCa}^{\text{Phys}}[4] : \Delta \frac{1}{M_{\text{Phys}}/M_{\text{Cal}}} / \frac{1}{M_{\text{Phys}}/M_{\text{Cal}}}$	$p_0 =$	$2.2 \cdot 10^{-5}$	$5.8 \cdot 10^{-5}$	$-3.3 \cdot 10^{-5}$	$-3.1 \cdot 10^{-5}$	$4.6 \cdot 10^{-5}$	$-1.6 \cdot 10^{-5}$
	$p_1 =$	$5.2 \cdot 10^{-3}$	$7.7 \cdot 10^{-3}$	$-1.4 \cdot 10^{-2}$	$-4.0 \cdot 10^{-2}$	$x.x \cdot 10^{-3}$	$1.1 \cdot 10^{-2}$

TABLE 3.8 – Paramètres des ajustements linéaires utilisés pour quantifier les corrélations existantes entre les variations des constantes de calibration $\text{OFCa}^{\text{Phys}}$ et $\frac{1}{M_{\text{Phys}}/M_{\text{Cal}}}$.

3.3. ÉTUDE DE L'IMPACT DES VARIATIONS DES CONSTANTES DE CALIBRATION ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES

3.3.4.3 Étude des variations sur les énergies reconstruites

L'étude des variations de l'énergie des cellules reconstruite en utilisant le signal prédit d'ionisation donne l'estimation réelle de l'impact des variations des constantes de calibration sur la reconstruction en énergie. L'utilisation du signal prédit de physique implique en effet que toute la chaîne d'électronique de lecture soit prise en compte.

En plus des effets étudiés en section 3.3.3.3⁸, les effets dus à la variation du terme $\frac{1}{M_{Phys}/M_{Cal}}$ sont également à prendre en compte. Comme pour les autres effets, l'étude est faite en estimant la différence de valeurs de l'énergie reconstruite en changeant uniquement la constante relative au terme $\frac{1}{M_{Phys}/M_{Cal}}$ ($E_{new} - E_{new}^{oldMPMC}$).

Les figures 3.28 et 3.29 montrent, pour les deux régions en pseudorapidité, les variations absolues de l'énergie reconstruite, pour des valeurs du courant injecté (en unité DAC) croissantes. Comme cela a été observé dans le cas du signal de calibration, l'effet dominant responsable de la variation de l'énergie des cellules vient de la variation des piédestaux pour les valeurs les plus basses de courant. La variation des coefficients $OFCa^{Phys}$ devient dominante pour les valeurs DAC les plus hautes. L'impact des variations du terme $\frac{1}{M_{Phys}/M_{Cal}}$ dans la région en pseudorapidité $\eta \geq 0.8$ (voir figure 3.29) est plus important que dans la région $\eta < 0.8$. Cet effet s'explique par les corrélations entre les coefficients d'*Optimal Filtering* et $\frac{1}{M_{Phys}/M_{Cal}}$ qui sont plus importantes dans la région $\eta \geq 0.8$ (voir table 3.8).

Les figures 3.30 et 3.31 montrent l'allure des valeurs moyennes et des largeurs des variations gaussiennes de l'énergie des cellules en fonction du courant injecté (en unité d'énergie). Comme précédemment (figures 3.16 et 3.17), ces figures montrent des déviations positives et négatives des valeurs moyennes (à gauche) par rapport à la valeur nulle attendue. Les largeurs, estimées à l'aide d'ajustement gaussien, confirment les observations faites précédemment à propos de la dépendance en énergie des différents effets. L'effet dû à la variation des piédestaux est indépendant de l'intensité du courant injecté, alors que tous les autres effets en dépendent. Il faut remarquer que la plus forte dépendance en énergie, à savoir celle de l'effet dû à la variation des termes $\frac{1}{M_{Phys}/M_{Cal}}$ observée dans la région $\eta \geq 0.8$, ne se retrouve pas sur l'effet global. En effet, pour une énergie vraie fixée, la variation de l'énergie reconstruite des cellules est du même ordre de grandeur dans les deux régions en pseudorapidité. Cette uniformité en η s'explique par les corrélations négatives entre les variations des coefficients $OFCa^{Phys}$ et les variations du terme $\frac{1}{M_{Phys}/M_{Cal}}$.

Le comportement non gaussien d'un certain nombre de cellules, observé pour les variations des constantes $OFCa^{Phys}$ et $\frac{1}{M_{Phys}/M_{Cal}}$ est également visible dans les distributions des variations de l'énergie. Les études développées à ce sujet sont présentées section 3.3.6.

La figure 3.32 montre les largeurs des distributions des variations relatives aux énergies reconstruites, en fonction du courant injecté (en unité d'énergie). Les deux régions en pseudorapidité sont montrées. Les erreurs relatives estimées à partir de ces figures sont présentées table 3.9. Seules les cellules contenues dans le coeur gaussien des distributions, estimé à 2σ , sont prises en compte. Le pourcentage de cellules qui intervient dans l'estimation de l'erreur est aussi indiqué dans cette même table.

3.3.5 Systématique de l'analyse

Une des hypothèses sur laquelle l'étude se base est que le biais introduit par l'utilisation des échantillons extrait du signal de calibration (s_j^{DAC}) introduit un biais négligeable. Le calcul au

8. Cette fois ce sont les variations des coefficients d'*Optimal Filtering* relatifs au signal prédit d'ionisation ($OFCa^{Phys}$) qui donnent la variation en énergie.

CHAPITRE 3. IMPACT DE LA CALIBRATION DE LA CHAÎNE DE LECTURE ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES DU CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

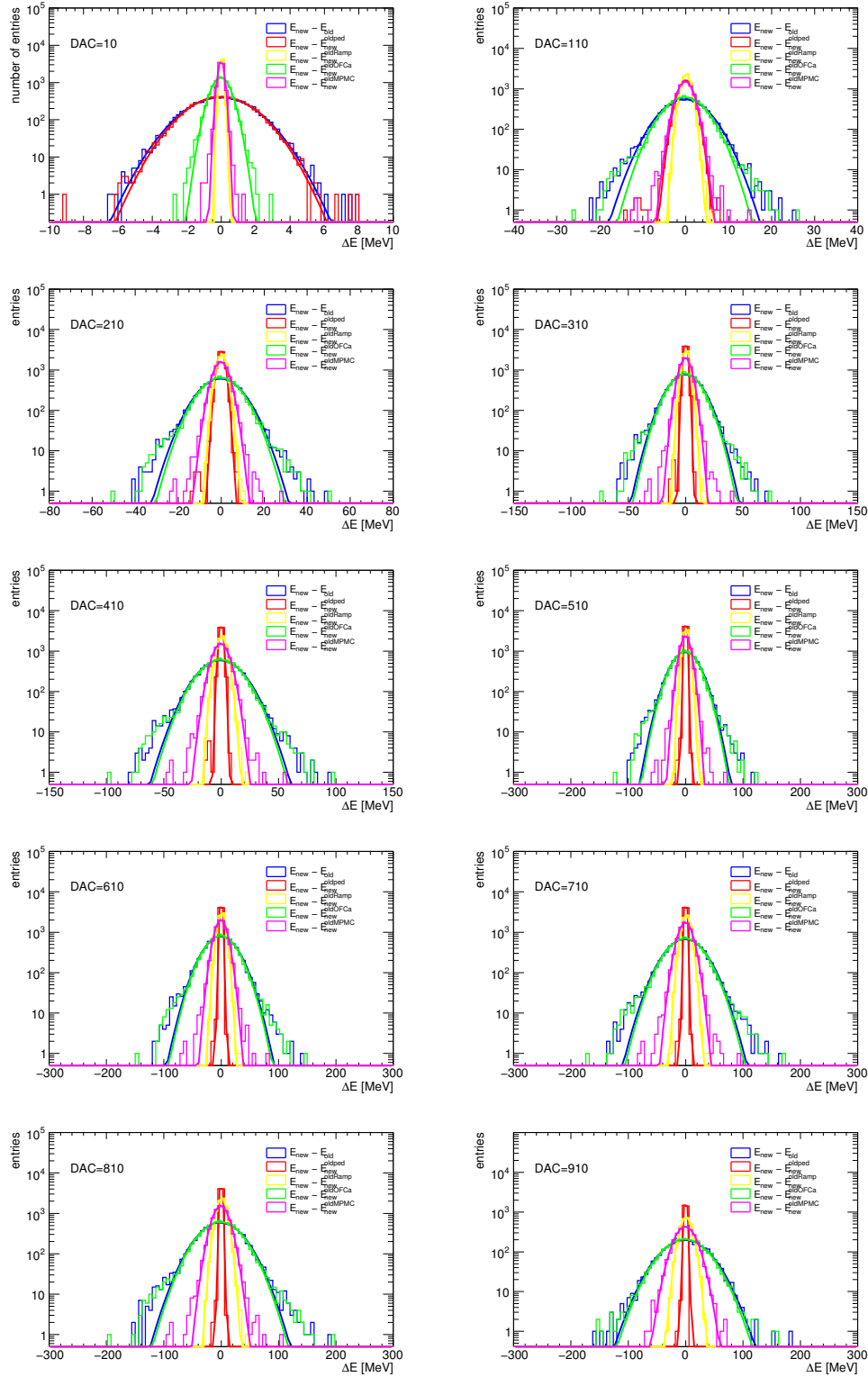


FIGURE 3.28 – Variations des valeurs de l'énergie reconstruite des cellules pour des valeurs croissantes de courant de calibration injecté (en unités DAC) pour la région $\eta < 0.8$. L'impact sur la reconstruction en énergie des différents effets est visible : effet global (bleu), variations des piédestaux (rouge), variations de R (jaune), variations des coefficients d'Optimal Filtering OFCa^{Phys} (vert) et variations du terme $\frac{1}{M_{Phys}/M_{Cal}}$ (magenta).

3.3. ÉTUDE DE L'IMPACT DES VARIATIONS DES CONSTANTES DE CALIBRATION ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES

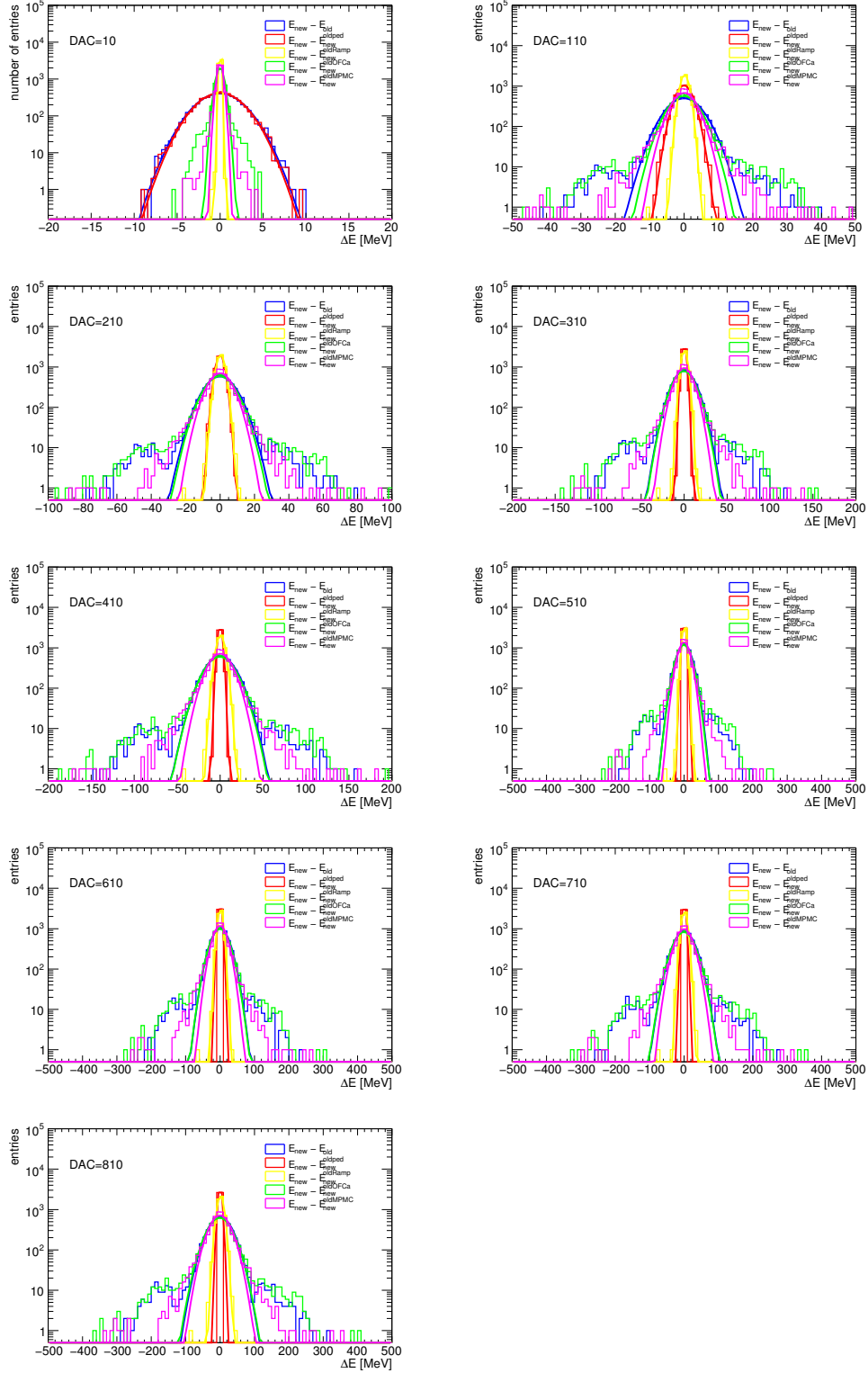


FIGURE 3.29 – Variations des valeurs de l'énergie reconstruite des cellules pour des valeurs croissantes de courant de calibration injecté (en unités DAC) pour la région $\eta \geq 0.8$. L'impact sur la reconstruction en énergie des différents effets est visible : effet global (bleu), variations des piédestaux (rouge), variations de R (jaune), variations des coefficients d'Optimal Filtering OFCa^{Phys} (vert) et variations du terme $\frac{1}{M_{Phys}/M_{Cal}}$ (magenta).

CHAPITRE 3. IMPACT DE LA CALIBRATION DE LA CHAÎNE DE LECTURE ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES DU CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

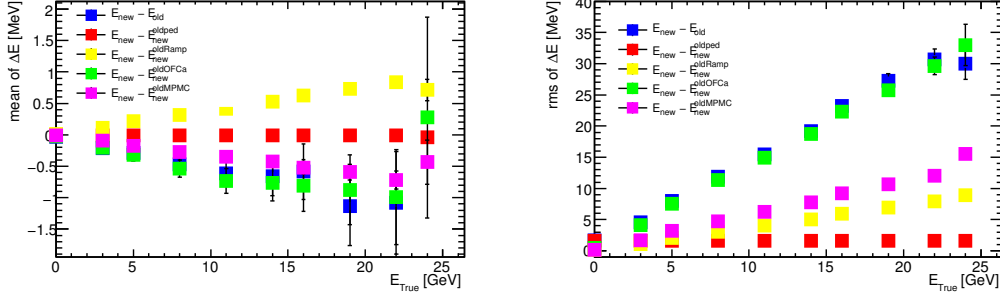


FIGURE 3.30 – Valeurs moyennes (gauche) et largeurs (droite) des distributions des variations absolues de l'énergie reconstruite des cellules appartenant à la région $\eta < 0.8$ en fonction du courant de calibration injecté (en unités d'énergie).

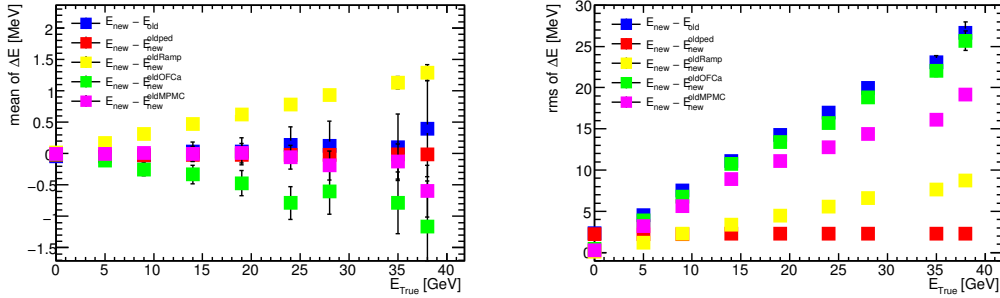


FIGURE 3.31 – Valeurs moyennes (gauche) et largeurs (droite) des distributions des variations absolues de l'énergie reconstruite des cellules appartenant à la région $\eta \geq 0.8$ en fonction du courant de calibration injecté (en unités d'énergie).

premier ordre de la systématique associée est décrit dans la suite. La variation absolue du j -ème coefficient d' OFCa^{Phys} peut s'écrire :

$$\Delta a_j^{\text{phys}} = a_{j,\text{new}}^{\text{phys}} - a_{j,\text{old}}^{\text{phys}} \quad (3.14)$$

En considérant les différences entre le signal de physique et le signal de calibration (voir figure 3.3(b)), les échantillons s_j^{phys} peuvent s'écrire en fonction des échantillons s_j^{DAC} de la façon suivante :

$$s_j^{\text{phys}} = s_j^{\text{DAC}} + \delta s_j^{\text{DAC}} \quad (3.15)$$

où le terme δs_j^{DAC} est celui qui tient compte des différences entre les deux signaux. En utilisant la définition de l'amplitude du signal utilisée par la technique d'*Optimal Filtering* (voir équations 3.6 et 3.7), la variation absolue du signal de physique peut s'écrire :

3.3. ÉTUDE DE L'IMPACT DES VARIATIONS DES CONSTANTES DE CALIBRATION ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES

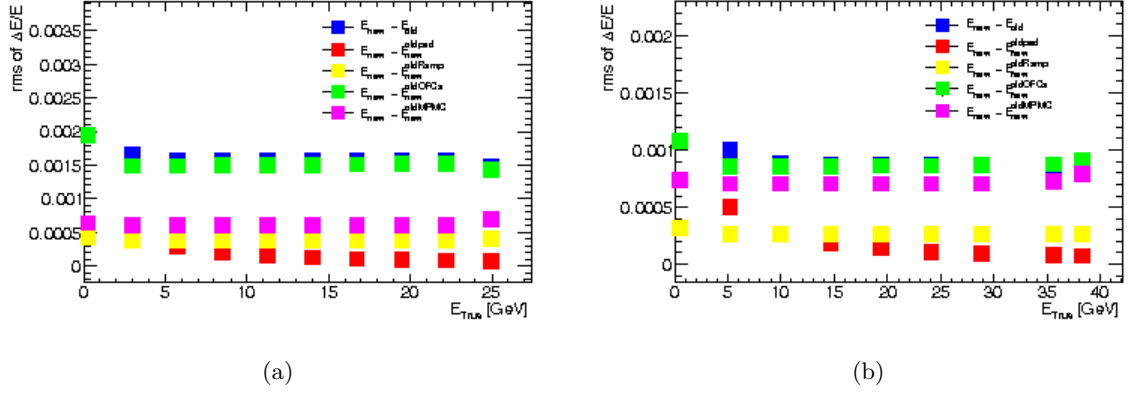


FIGURE 3.32 – Largeurs des distributions des variations relatives de l'énergie reconstruite des cellules en fonction du courant de calibration injecté : (a) $\eta < 0.8$ et (b) $\eta \geq 0.8$.

Erreurs relatives de l'énergie reconstruite des cellules							
		avant		milieu		arrière	
		$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$	$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$	$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$
fraction de cellules dans 2σ		96%	90%	94%	92%	88%	88%
variation de $\text{OFCa}^{\text{Phys}}$	moyennes	0.01‰	-0.04‰	-0.07‰	-0.03‰	-0.05‰	-0.07‰
	largeurs	2.3‰	2.3‰	1.5‰	0.9‰	1.4‰	1.3‰
variation de $\frac{1}{M_{\text{Phys}}/M_{\text{Cal}}}$	moyennes	0.02‰	0.06‰	0.03‰	-0.01‰	0.05‰	-0.02‰
	largeurs	0.9‰	1.1‰	0.6‰	0.7‰	0.5‰	0.5‰
effet global	moyennes	0.08‰	0.06‰	-0.06‰	<0.01‰	0.04‰	-0.08‰
	largeurs	2.2‰	1.8‰	1.6‰	0.9‰	1.4‰	1.3‰

TABLE 3.9 – Résumé des moyennes et des largeurs des variations relatives de l'énergie reconstruite des cellules dues aux variations typiques des constantes de calibration électronique. Les deux premières lignes montrent l'impact de la variation d'une seule constante ($\text{OFCa}^{\text{Phys}}$ ou $\frac{1}{M_{\text{Phys}}/M_{\text{Cal}}}$); la dernière ligne montre l'effet global. Les résultats ne prennent en compte que les cellules ayant un comportement gaussien pour chacune des variations (cellules considérées jusqu'à 2σ). Les résultats pour les trois compartiments sont montrés séparément.

$$\Delta A = \sum_{j=0}^n \Delta a_j^{\text{phys}} \cdot s_j^{\text{phys}} \quad (3.16)$$

$$= \sum_{j=0}^n \Delta a_j^{\text{phys}} \cdot s_j^{\text{DAC}} + \sum_{j=0}^n \Delta a_j^{\text{phys}} \cdot \delta s_j^{\text{DAC}} \quad (3.17)$$

$$(3.18)$$

L'expression couramment utilisée pour calculer l'énergie des cellules (voir équation 3.1) prend en compte d'autres termes qui ont une contribution négligeable dans le cadre d'une approximation au premier ordre. Cela est justifié par le fait que les variations observées pour les variations des constantes de calibration (les piédestaux, R ou le terme de normalisation $\frac{1}{M_{\text{Phys}}/M_{\text{Cal}}}$) sont d'un ordre de grandeur inférieur à celles observées pour les variations des coefficients OFCa^{Phys}.

Ainsi l'erreur relative affectant la reconstruction de l'énergie des cellules peut être estimée au premier ordre par :

$$\frac{\Delta E}{E} \sim \frac{\Delta A^{\text{phys}}}{s_j^{\text{phys}}} \quad (3.19)$$

$$= \sum_{j=0}^n \Delta a_j^{\text{phys}} \left(1 + \frac{\Delta s_j^{\text{DAC}}}{s_j^{\text{DAC}}}\right) \quad (3.20)$$

Pour une estimation quantitative du biais, il faut se souvenir que les échantillons s_j ont des valeurs toujours inférieures ou égales à l'unité et que les deux autres termes de l'équation ci dessus sont de l'ordre de $10^{-1} - 10^{-2}$. Par conséquent, le biais introduit en considérant les échantillons s_j^{DAC} pour le calcul de l'énergie des cellules est de l'ordre de quelques pour cent de la variation de l'énergie.

3.3.6 Étude des comportements non gaussiens

Des comportements non-gaussiens de certaines cellules lors des différents calculs de l'énergie reconstruite ont été observés lorsque l'étude a porté sur le signal prédit d'ionisation (section 3.3.4). L'analyse du signal de calibration n'a, en revanche, montrée aucune variation par rapport au comportement gaussien attendu. C'est pourquoi l'origine de ces effets non-gaussiens a été recherchée du côté des constantes de calibration intervenant dans la paramétrisation du signal de physique prédit et des termes intervenant dans le calcul de ce signal.

L'étude des variations relatives en fonction de la pseudorapidité η pour les coefficients OFCa^{Phys} et pour le terme $\frac{1}{M_{\text{Phys}}/M_{\text{Cal}}}$ a montré que les effets non-gaussiens peuvent être confinés spatialement dans les régions $0 < \eta < 0.4$ et $0.8 < \eta < 1.2$ [57]. Ces régions correspondent à des zones pour lesquelles l'extraction du signal d'ionisation est plus complexe à cause des difficultés rencontrées pour estimer la fréquence de résonance ω_0 du circuit LC équivalent de la cellule. Des améliorations de l'approche *RTM*⁹ au sein de ces régions sont en développement [53].

9. La méthode *RTM* a été brièvement présentée section 3.2.1.

3.3. ÉTUDE DE L'IMPACT DES VARIATIONS DES CONSTANTES DE CALIBRATION ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES

3.3.6.1 Étude de l'origine des effets non gaussien

Les origines des effets non-gaussiens ont été étudiées en faisant attention de prendre en compte tous les effets intervenant lors de la prédiction du signal d'ionisation. Pour cela, la forme du signal ainsi que les variations des paramètres *RTM* ont été étudiées.

3.3.6.1.1 Étude des variations de la forme du signal

L'étude des variations de la forme du signal et de sa dérivée venant des deux campagnes de calibration a été menée puisque l'extraction des coefficients $\text{OFCa}^{\text{Phys}}$ en dépend directement (voir section 3.2.5).

Les variations relatives des échantillons s_j venant du signal prédit et de sa dérivée montrent des queues non-gaussiennes. Les localisations en pseudorapidité donnent le même résultat que l'étude des variations des coefficients $\text{OFCa}^{\text{Phys}}$, c'est-à-dire : $0 < \eta < 0.4$ et $0.8 < \eta < 1.2$ [57]. Cette confirmation des régions affectées par cet effet n'est pas surprenante à cause de la forte dépendance de ces coefficients avec les échantillons venant du signal.

3.3.6.1.2 Étude des variations des paramètres *RTM* et du bruit auto-corrélé

Comme les échantillons ont montré la présence d'effets non-gaussiens, il peut être intéressant de regarder les variations des termes du bruit auto-corrélé ou des paramètres *RTM*. En effet, à la fois, le terme de bruit auto-corrélé et les paramètres *RTM* entrent directement dans le calcul des échantillons du signal (voir équation 3.5). Même si les paramètres *RTM* n'apparaissent pas explicitement dans l'équation, ils sont à la base de la paramétrisation de la forme du signal (g) et sa dérivée (g').

Les variations des termes d'auto-corrélation du bruit aboutissent à des distributions gaussiennes avec des petites queues qui sont interprétées comme des fluctuations statistiques [57]. En effet, les termes n_j que l'on retrouve dans l'équation 3.5 sont également impliqués dans le calcul des échantillons du signal de calibration. Les résultats parfaitement gaussiens relatifs à ce signal (section 3.3.3), démontrent que les variations des termes d'auto-corrélation ne peuvent pas être à l'origine des effets non-gaussiens.

Les paramètres *RTM* sont fondamentaux pour la description de la forme du signal g et de sa dérivée g' , car ils modélisent le comportement du circuit équivalent d'une cellule du calorimètre. Parmi les quatre paramètres, brièvement décrits en section 3.2.1, deux (τ_{cali} et f_{step}) sont relatifs au signal de calibration. Les distributions des variations de ces deux paramètres sont purement gaussiennes comme cela était attendu [57].

En revanche, les paramètres ω_0 et τ_r montrent l'existence de queues dans les distributions de leurs variations relatives (figures 3.33 et 3.34). Les queues observées pour ces distributions confirment la localisation entre $0.8 < \eta < 1.2$, mais elles sont également présentes pour $0.4 < \eta < 0.8$. Cette dernière région ne correspond pas à celle mise en évidence par l'étude des variations des coefficients $\text{OFCa}^{\text{Phys}}$ et des échantillons du signal.

L'étude des variations des termes d'auto-corrélation, de la forme du signal prédit et des paramètres *RTM* montrent ainsi que l'origine des effets non-gaussiens n'est pas entièrement comprise. Aucun de ces termes ne semble directement responsable des effets observés. Ainsi l'hypothèse est faite que l'origine des queues non-gaussienne est liée à l'implémentation de la technique d'*Optimal Filtering* grâce à laquelle les coefficients a_j sont extraits.

CHAPITRE 3. IMPACT DE LA CALIBRATION DE LA CHAÎNE DE LECTURE ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES DU CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

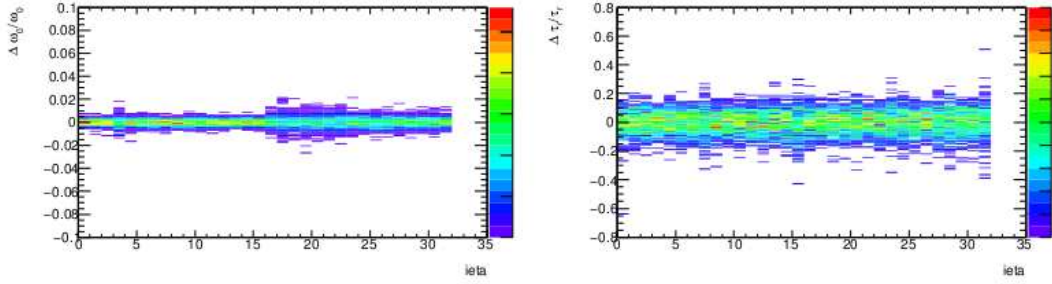


FIGURE 3.33 – Variations des paramètres ω_0 (gauche) et τ_r (droite) en fonction de la pseudorapidité pour la région $\eta < 0.8$. La pseudorapidité est exprimée en nombre entier par la variable $ieta$ définie pour la deuxième compartiment du calorimètre comme $ieta = \text{Int}(\eta/0.025)$.

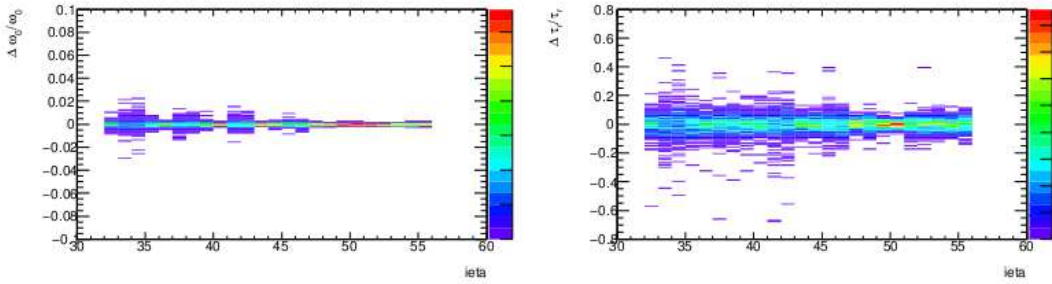


FIGURE 3.34 – Variations des paramètres ω_0 (gauche) et τ_r (droite) en fonction de la pseudorapidité pour la région $\eta \geq 0.8$. La pseudorapidité est exprimée en nombre entier par la variable $ieta$ définie pour la deuxième compartiment du calorimètre comme $ieta = \text{Int}(\eta/0.025)$.

3.3.6.2 Étude de l'impact des effets non gaussiens sur la reconstruction en énergie des cellules

L'impact des queues non-gaussiennes sur la reconstruction de l'énergie des cellules (voir par exemple figure 3.28) est faible par rapport à ce qui aurait pu être attendu à partir de l'allure des variations des coefficients $\text{OFCa}^{\text{Phys}}$ et du terme de normalisation $\frac{1}{M_{\text{Phys}}/M_{\text{Cal}}}$ (voir figures 3.21 et 3.23). En effet, si les effets observés pour les constantes de calibration étaient indépendants, l'effet global dû aux variations de toutes les constantes serait calculable comme la somme quadratique de tous ces termes. Par exemple, l'erreur systématique affectant les cellules du premier compartiment serait d'environ 2.5 ‰ alors qu'il est estimé entre 1.8 ‰ et 2.2 ‰ selon la région en pseudorapidité concernée comme le montre la table 3.9.

Ce comportement peut s'expliquer par l'existence de corrélations négatives entre certains coefficients d' $\text{OFCa}^{\text{Phys}}$. Ces corrélations négatives sont montrées figures 3.35 et 3.36 où les cœurs gaussiens des distributions choisis comme allant jusqu'à 2σ ont été supprimés.

L'estimation quantitative de l'erreur systématique affectant les cellules concernées dans les effets non gaussiens a été faite en adoptant une approche très conservatrice. L'erreur est estimée à partir de la distribution de la variation relative de l'énergie reconstruite des cellules pour une valeur centrale de courant injecté (i.e. 500 DAC) et en considérant la déviation par rapport au cœur gaussien la plus importante.

La table 3.10 résume les erreurs systématiques globales ainsi estimées pour les trois compartiments du calorimètre. Le pourcentage de cellules concernées est aussi indiqué. La comparaison des tables 3.9 et 3.10 montre que dans le cas de queues non-gaussiennes, l'erreur est un ordre de grandeur au dessus de l'erreur obtenue pour des cellules que cet effet ne concerne pas.

Il est important de souligner qu'il n'y a que 10% des cellules qui sont concernées par ces effets, et que l'erreur dans ce cas de figure représente l'effet le plus important qu'il est possible d'avoir pour ces cellules.

3.4 Conclusions

La procédure de calibration présentée dans ce chapitre, implique toute la chaîne d'électronique, et assure une reconstruction optimale de l'énergie des cellules du calorimètre à argon liquide. Les constantes de calibration, paramétrant les différents morceaux de la chaîne de lecture, sont régulièrement suivies dans le temps par des campagnes effectuées lors des périodes sans faisceaux. Les variations typiques des valeurs de ces constantes sont de l'ordre de quelques pour mille. Dans ce cas, la base des données de calibration n'est pas mise à jour car l'effet des variations sur la reconstruction en énergie est estimé comme étant négligeable.

L'étude présentée dans ce chapitre permet de connaître quantitativement l'erreur systématique qui affecte la reconstruction de l'énergie des cellules lorsque des variations faibles des valeurs

Erreur relative affectant l'énergie reconstruite des cellules en cas d'effets non-gaussien						
	avant		milieu		arrière	
	$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$	$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$	$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$
pourcentage de cellules	4%	10%	6%	8%	12%	12%
erreur	1.5%	2%	0.7%	0.9%	1.5%	1.7%

TABLE 3.10 – Estimation de l'erreur relative globale affectant la reconstruction de l'énergie pour les cellules en dehors du cœur gaussien des distributions (cellules à plus de 2σ). Les estimations relatives aux trois compartiments du calorimètre sont montrées séparément.

CHAPITRE 3. IMPACT DE LA CALIBRATION DE LA CHAÎNE DE LECTURE ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES DU CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

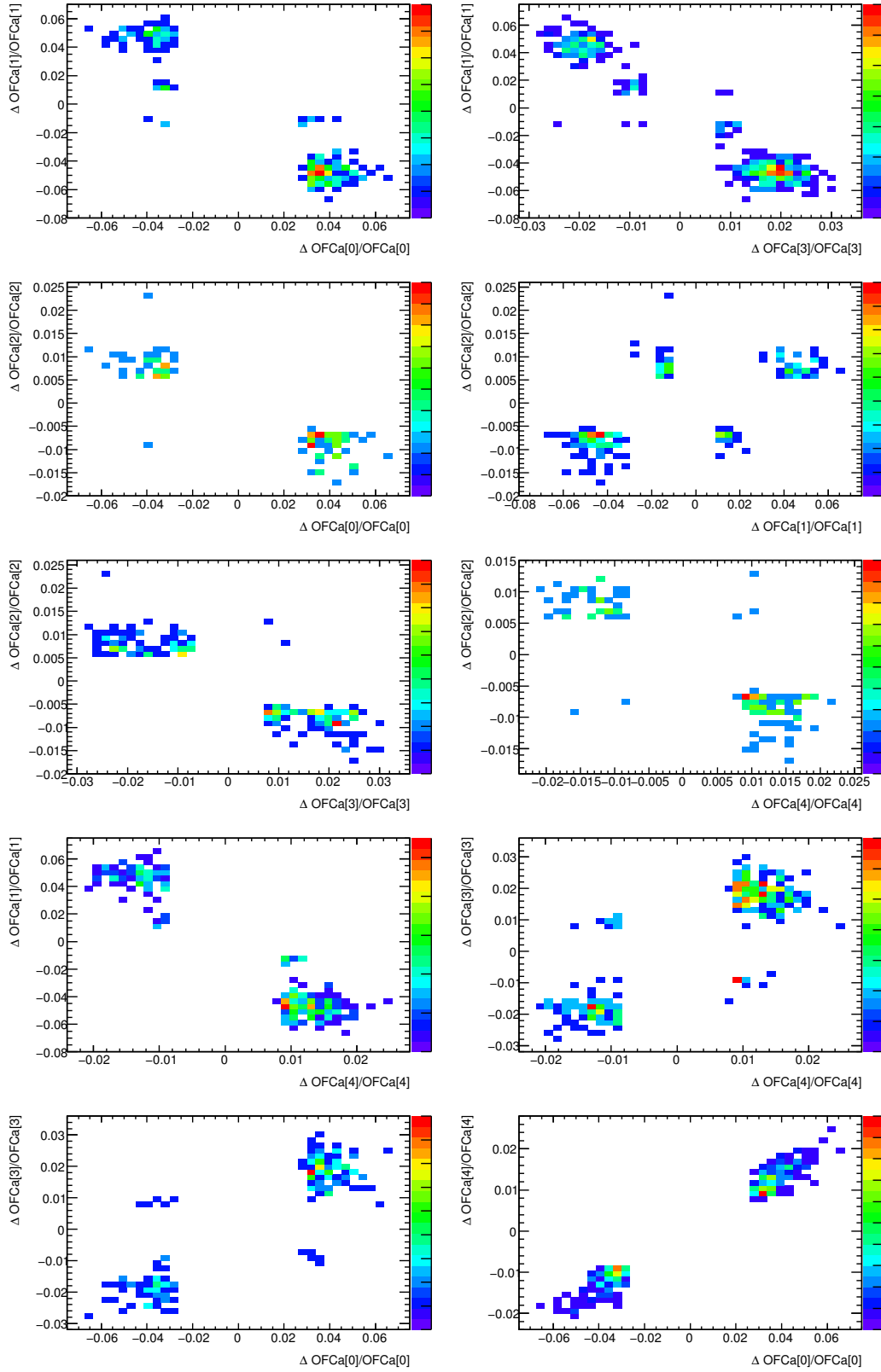


FIGURE 3.35 – Corrélations entre les variations relatives des coefficients $\text{OFCa}^{\text{Phys}}$ entre eux dans la région $\eta < 0.8$.

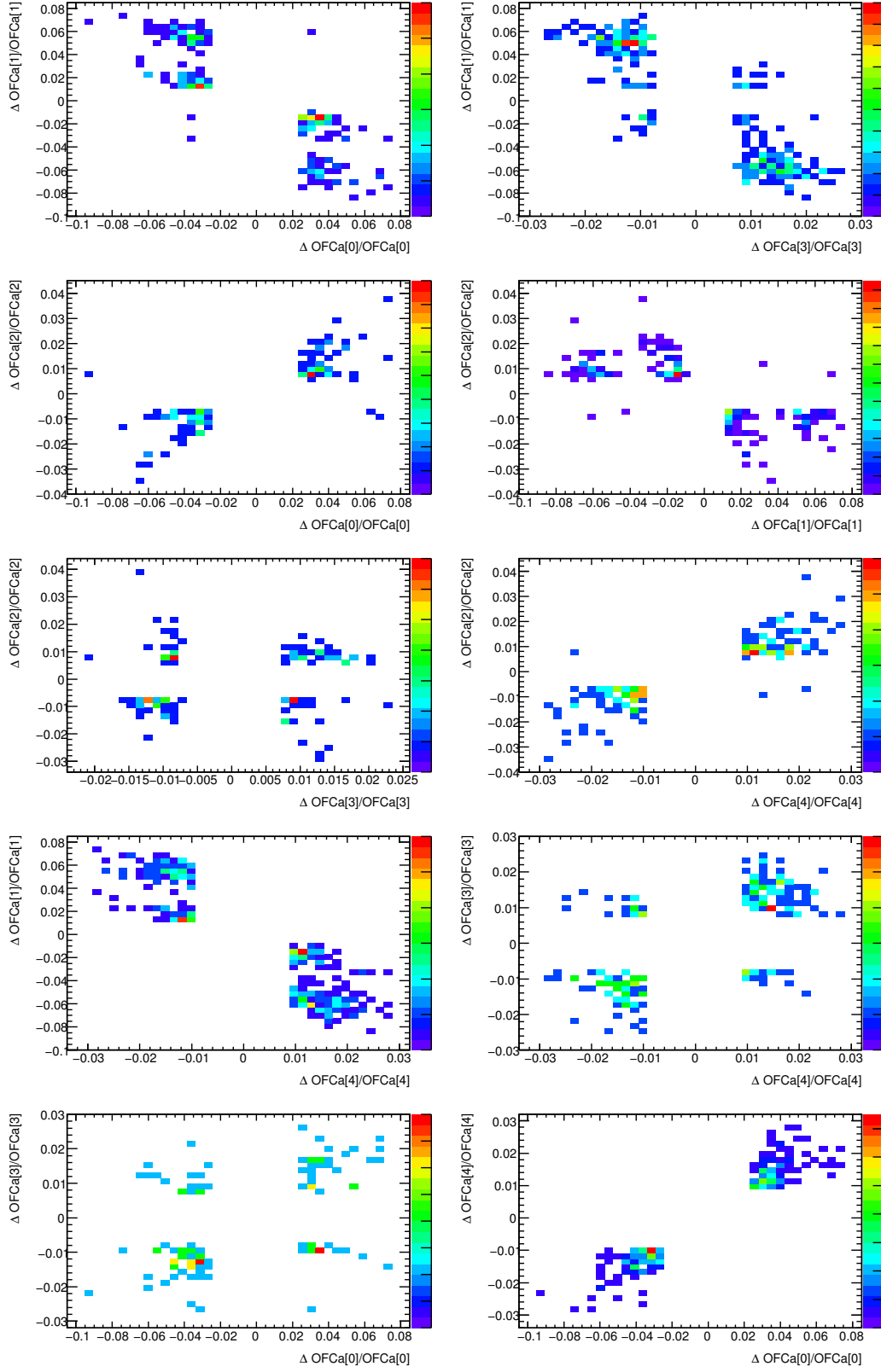


FIGURE 3.36 – *Corrélations entre les variations relatives des coefficients $\text{OFCa}^{\text{Phys}}$ entre eux dans la région $\eta \geq 0.8$.*

CHAPITRE 3. IMPACT DE LA CALIBRATION DE LA CHAÎNE DE LECTURE ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES DU CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

des constantes de calibration sont observées. L'impact dû à la variation de chaque constante, prise une par une, a été évalué afin de comprendre la source dominante de l'erreur systématique. Il a été montré que l'effet global est dominé par les variations des coefficients d'OFCa^{Phys}. Le biais global affectant la reconstruction de l'énergie est de l'ordre de quelques pour mille pour la majorité des cellules du calorimètre tonneau.

Toutefois, 10% des cellules de cette partie du calorimètre montrent des déviations plus importantes que les variations typiques attendues. L'origine de ces comportements non-gaussiens a été étudiée et, bien que pas entièrement comprise, elle est attribuée à la procédure d'extraction des coefficients d'*Optimal Filtering* utilisés pour estimer l'amplitude et le temps d'arrivée du signal d'ionisation. Le biais systématique affectant la reconstruction en énergie de ces cellules a été estimé de façon très conservative à 1 ou 2%, selon le compartiment du calorimètre considérée.

Chapitre 4

De la reconstruction des événements aux analyses de physique avec le détecteur ATLAS

Le détecteur ATLAS permet une reconstruction des particules performante grâce à la combinaison des informations venant de ses sous-détecteurs. Ce chapitre présente une courte revue des étapes principales de la reconstruction des événements, ainsi qu’une vue panoramique des algorithmes utilisés pour identifier les particules se propageant à travers le détecteur.

La deuxième partie du chapitre propose, à titre d’exemple, une analyse de physique concernant l’estimation du taux de faux leptons dans des événements multi-jets simulés. Cela montre comment il est possible de remonter des particules reconstruites et identifiées jusqu’au processus les ayant générées.

4.1 La reconstruction des objets

Lors d’une collision, un ensemble de particules se propage à travers le détecteur en laissant un signal dans les différentes parties actives des détecteurs suite à leur interaction avec la matière. La reconstruction est l’ensemble des algorithmes permettant de remonter depuis ces données brutes à la connaissance des particules initiales (énergie, quadri-impulsion, vertex, identification). Il est possible de décrire l’ensemble de la procédure de reconstruction en quelques étapes :

- **pré-reconstruction** : elle permet de traduire le signal électronique d’un élément du détecteur en un point de mesure. Par exemple, pour les trajectographes, le point de traversée de la particule avec son incertitude est connue à cette étape, ou pour les calorimètres, le signal d’électronique devient une énergie déposée dans une cellule (voir chapitre 3).
- **reconnaissance des formes (*pattern recognition*)** : elle permet d’associer entre eux, les signaux provenant de la même particule pour un détecteur donné, par exemple les points de la trajectoire ou les cellules de la gerbe calorimétrique. Suite à cette étape, les paramètres de la particule peuvent être ajustés à partir des points de mesure.
- **identification des particules** : c’est la combinaison des informations venant de plusieurs sous-détecteurs afin de déterminer l’identité d’une particule. C’est par exemple le cas de la combinaison des informations venant du calorimètre électromagnétique et du

trajectographe pour identifier les électrons. Un ajustement final des paramètres de la particule est enfin réalisé selon son identité la plus probable. C’est par exemple le cas des calibrations spécifiques des électrons et photons.

4.1.1 La reconstruction des traces

Une bonne reconstruction des traces des particules chargées est fondamentale pour la plupart des analyses de physique. La courbure des traces permet de mesurer la charge des particules, l’ensemble des traces permet d’accéder à la reconstruction du point d’interaction et l’éventuelle détermination des vertex secondaires produits par la désintégration de particules avec des durées de vie longues.

Les particules chargées traversent un champ magnétique uniforme suivant une trajectoire hélicoïdale. Une trace est généralement définie par cinq paramètres, déterminés au point d’approche minimale de l’axe du faisceau (appelé *perigée*). Les cinq paramètres, définis figure 4.1, sont :

- q/p : la charge divisée par l’impulsion. Ce paramètre est strictement lié à la courbure de la trace ;
- θ : l’angle par rapport à l’axe z (axe du faisceau), dans le plan $(R - z)$, mesuré au point d’approche minimal. Plutôt que cette coordonnée, c’est la pseudorapidité η qui est utilisée (voir section 2.1) ;
- ϕ_0 : l’angle par rapport à l’axe x au *perigée* dans le plan $(x - y)$, couramment appelé angle azimutal ;
- d_0 : le *paramètre d’impact* ou point d’approche minimale par rapport à l’axe z , dans le plan $(x - y)$;
- z_0 : la coordonnée z au point d’approche minimale par rapport à l’axe z : c’est la coordonnée longitudinale du paramètre d’impact.

Au sein de la collaboration ATLAS la reconstruction des traces des particules chargées se fait typiquement en deux étapes [58]. Un premier algorithme, appelé *inside-out* et brièvement décrit dans la suite, reconstruit les traces de la région d’interaction vers l’extérieur. Un deuxième algorithme est en suite exécuté afin de reconstruire les traces qui se développent au delà du détecteur à pixel. Le point de départ pour la reconstruction des traces de ce deuxième algorithme (appelé *outside-in*) est le TRT. Il existe aussi un troisième algorithme, appelé *standalone-TRT*, qui permet la reconstruction des traces issues des processus secondaires (K_s , conversions de photons) et qui ne se développent que au sein du TRT. Lors de l’exécution de ce trois algorithmes des procédures de contrôle visée à l’élimination des cas de double comptage sont appliquées.

La reconstruction des traces par l’algorithme *inside-out* commence par la recherche d’un point de départ ou d’une “graine” dans la suite formée par trois coups parmi ceux enregistrés dans le détecteur à pixel et dans le SCT. De cette graine, les cinq paramètres de la trace (q/p , θ , ϕ_0 , z_0 et d_0) sont extraits en négligeant les effets dus à l’interaction de la particule avec la matière du détecteur.

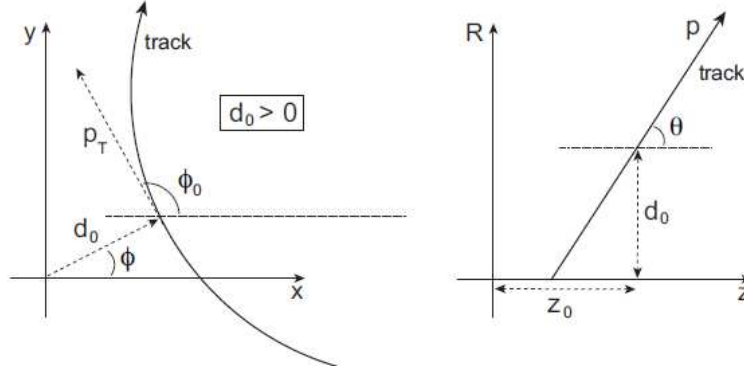


FIGURE 4.1 – Schéma représentatif des cinq paramètres nécessaires à la reconstruction des traces des particules chargées traversant un champ magnétique. Projection dans le plan $(x-y)$ (gauche) et dans le plan $(R-z)$ (droite). Dans cette figure le paramètre d'impact est supposé positif ($d_0 > 0$).

Les traces candidates sont formées en extrapolant la graine aux couches successives du détecteur et en associant à la trace, les coups repérés à une distance inférieure à une certaine valeur fixée de l'extrapolation. Pour ce faire, un algorithme d'ajustement de Kalman [59] est utilisé afin de déterminer si un nouveau coup est compatible avec la graine de départ. Pendant cette procédure, une graine peut être rejetée si tous ses coups ont été déjà utilisés pour d'autres traces candidates. Toute graine peut devenir un candidat trace à condition de satisfaire certains critères : la trace doit être reconstruite avec au moins sept coups dans les détecteurs à silicium, l'impulsion transverse doit être supérieure à 150 MeV et le paramètre d'impact doit avoir une valeur inférieure à 10 mm.

A ce stade, une procédure d'ajustement des traces candidates est faite afin de déterminer la meilleure estimation des cinq paramètres et les incertitudes sur les points de mesure. C'est à ce moment que les effets d'interaction avec la matière qui peuvent avoir lieu lors du passage d'une particule à travers les couches du détecteurs (diffusion multiple et/ou perte d'énergie) sont pris en compte.

Une procédure de *nettoyage* est ensuite appliquée pour rejeter les traces candidates qui sont incomplètes, ou constituées de coups partagés avec d'autres traces, ou composées de coups aléatoires (fausses traces). À chaque trace candidate est attribuée un poids, déterminé en fonction du nombre de coups et de "trous" (point de mesure manquant sur la trajectoire), ainsi que de la qualité de l'ajustement fait à l'étape précédente. Seules les traces ayant les poids maximaux sont retenues.

Enfin les coups dans le TRT sont rajoutés en extrapolant la direction de la trace composée des coups dans le détecteur à silicium. Si au moins dix coups dans le TRT sont trouvés à une distance de l'extrapolation de l'ordre de 10 mm, un nouvel ajustement de la trace est fait et, en comparant la nouvelle trace à l'ancienne, la procédure des poids est répétée. La trace ayant le poids le plus important est retenue pour les analyses de physique.

En plus du filtre Kalman, d'autres outils existent pour la reconstruction de la trace appelés respectivement *Gaussian Sum Filter* (GSF) et *Dynamic Noise Adjustment* (DNA) et destinés à l'optimisation de la prise en compte des effets de Bremsstrahlung parfois sous-estimés par la procédure standard [60, 58].

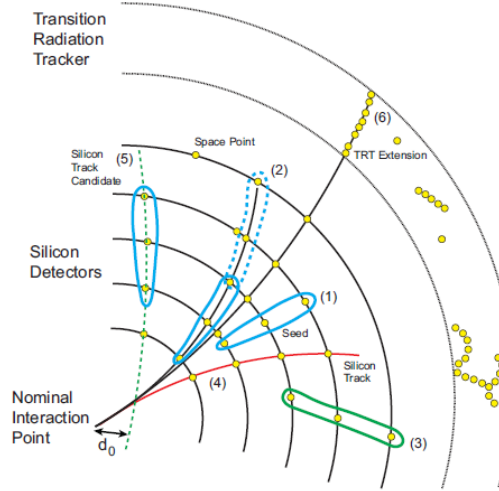


FIGURE 4.2 – Illustration simplifiée de l’étape de reconnaissance de forme lors de la reconstruction des traces dans le détecteur interne. Différents cas de figure sont présentés : (1) Les graines sont construites à partir de trois coups ; (2) les lignes pointillées représentent les graines pour lesquelles une autre graine est construite avec des coups appartenant à la même trace ; (3) aucun autre point ne peut être ajouté à la graine de départ ; (4) une trace est construite dans le détecteur à silicium ; (5) la trace n’est pas compatible avec le point d’impact nominal et donc elle est rejetée ; (6) une extension dans le TRT est possible pour la trace.

4.1.2 Reconstruction du vertex primaire

Les performances de reconstruction du vertex primaire sont fortement dépendantes du nombre de traces associées au candidat vertex. Pour cette raison, en plus des critères de qualité appliqués lors de la reconstruction des traces, leur extrapolation doit être compatible avec la région d’interaction des faisceaux de protons (*beam spot*).

La reconstruction des vertex se fait à l’aide d’une procédure itérative [61, 62] : une “graine” pour la reconstruction du vertex est trouvée en cherchant le maximum de la distribution du paramètre z_0 des traces reconstruites. Un ajustement [63] à partir de la graine et des traces qui l’entourent est ensuite réalisé. La qualité du vertex trouvé ainsi est calculée à l’aide de l’estimateur statistique, χ^2 , en sous-pondérant les traces qui se trouvent à grande distance du vertex. Les traces qui se trouvent à une distance supérieure à 7σ sont utilisées pour créer la graine d’un vertex secondaire.

La procédure est ainsi répétée jusqu’à ce qu’aucune trace ne reste à associer à un vertex, ou qu’aucun autre vertex ne puisse être reconstruit.

Pour des événements $t\bar{t}$, l’efficacité de reconstruction du vertex primaire attendue de la simulation est supérieure à 90% [62].

4.1.3 La reconstruction des électrons et des photons

Dans la région centrale du détecteur ($|\eta| < 2.47$), l’algorithme standard, couramment appelé “egamma”, démarre la reconstruction des électrons et photons à partir des dépôts calorimétriques (amas) en les associant ensuite aux traces reconstruites dans le détecteur interne. La construction des amas de cellules se base sur une procédure dite de *Sliding Window* [64]. La première étape consiste à construire des tours calorimétriques qui sont des regroupements de cellules appartenant aux trois compartiments (voir section 2.4.1.1). Pour les trois comparti-

ments, les tours calorimétriques ont une dimension dans le plan $(\eta - \phi)$ de 0.025×0.025 , ce qui correspond à une fenêtre de 3×5 en unités de cellules du deuxième compartiment. L'efficacité de reconstruction des amas est très élevée pour les vrais électrons. Sur simulation, l'efficacité est estimée à 95% pour les électrons de basse énergie ($E_T = 5$ GeV) et de 100% pour les électrons d'énergie transverse supérieure à 15 GeV venant de la désintégration des bosons Z et W [65, 45].

La deuxième étape de l'algorithme prévoit le glissement de la fenêtre afin de trouver l'ensemble des cellules pour lesquelles la somme des énergies transverses¹ est supérieure à 2.5 GeV. La région ainsi localisée est considérée comme étant le germe de l'amas et la position de la fenêtre est ajustée afin de maximiser l'énergie contenue dans la fenêtre.

Dans la région en pseudorapidité $|\eta| < 2.47$, une association est faite entre la trace et la graine de l'amas. Pour ce faire, la trace est extrapolée du dernier point reconstruit dans le détecteur interne au deuxième compartiment du calorimètre. Les coordonnées η et ϕ du point ainsi trouvé sont comparées à celles de l'amas. Si au moins une trace se trouve à des distances $\Delta\eta$ et $\Delta\phi$ en dessous d'un certain seuil, l'objet est classé comme électron, autrement comme un photon. Dans les cas où plusieurs traces sont associées au même amas, c'est la trace la plus proche et ayant des coups dans le détecteur à silicium, qui est choisie.

Lorsqu'un objet est classé comme électron, la taille de l'amas est réajustée selon la position de la particule dans le détecteur. Des fenêtres de taille 3×7 ou 5×5 en unités des cellules du deuxième compartiment, sont utilisées selon que l'électron se trouve dans le tonneau ou dans les bouchons. Les dimensions ont été choisies sur des critères de maximisation de la collecte de l'énergie de la particule incidente, tout en minimisant la contribution du bruit (électronique, d'empilement ou dû aux événements sous-jacent) [66].

La quadri-impulsion de l'électron est enfin calculée en utilisant les informations venant de la trace et celles venant de l'amas. L'énergie de l'électron est extraite de l'amas et les coordonnées η et ϕ sont extraites des paramètres de la trace².

Une schématisation de la procédure dite de *Sliding Window* est présentée figure 4.3.

En plus de "egamma", il existe deux autres algorithmes pour la reconstruction des électrons et photons [67, 66, 65]. L'algorithme "softe", dont les graines de départ sont les traces, est optimisé pour la reconstruction des électrons à basse énergie toujours dans la région centrale du détecteur. Un deuxième algorithme est spécifique pour la région à l'avant ($2.5 < |\eta| < 4.9$) et permet la reconstruction des électrons en utilisant seulement les informations calorimétriques car la région considérée est en dehors de l'acceptance du trajectographe. La reconstruction des amas se fait dans ce cas en utilisant une procédure spéciale : les cellules voisines sont regroupées selon leur énergie qui est comparée au bruit (*TopoClusters*).

Cette façon de construire les amas peut aussi être adoptée par les deux autres algorithmes même si ceux-ci agissent dans la région centrale³.

4.1.4 La reconstruction des muons

Au sein de la collaboration ATLAS, la reconstruction des muons, ayant des impulsions entre 3 GeV et quelques TeV se fait à l'aide de quatre stratégies basées sur l'exploitation des informations venant du détecteur interne et du spectromètre à muons. Ces stratégies sont basées sur les performances des sous-détecteurs en fonction de leur acceptance en pseudorapidité. Ces quatre stratégies possibles sont les suivantes [58, 69, 70] :

1. L'énergie transverse d'une cellule est définie par la relation : $E_T^{cell} = E^{cell} \times \sin \theta^{cell}$
2. Des estimations différentes de ces coordonnées sont faites lorsque la trace ne présente pas de coups dans le détecteur à silicium ou si seuls les coups dans le TRT sont reconstruits.
3. C'est par exemple le cas des analyses J/Ψ avec les premières données [68, 64].

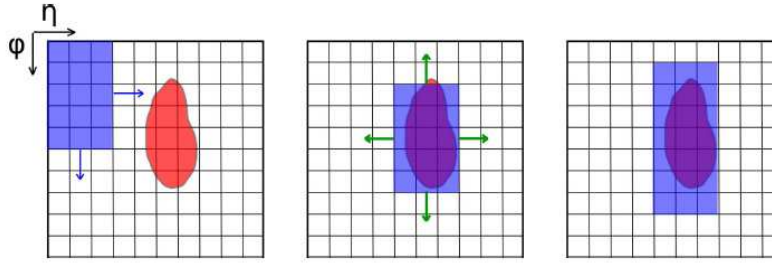


FIGURE 4.3 – L’algorithme standard “egamma” de reconstruction des électrons : “Sliding Window algorithm”. Une fenêtre se déplace sur la grille des tours calorimétriques et mesure l’énergie déposée (gauche) ; la fenêtre va se centrer autour du maximum d’énergie (centre) ; la taille de la fenêtre est optimisée en fonction du type d’objet, électron ou photon, et de la position dans le détecteur (droite).

- **stand-alone muon** : la trajectoire du muon est reconstruite à l’aide exclusivement du spectromètre. La direction de vol et le paramètre d’impact sont ensuite définis en rétro-extrapolant la trace jusqu’à l’axe du faisceau. Cette extrapolation est faite en tenant compte de l’énergie perdue dans les calorimètres. Cette stratégie permet la reconstruction des muons dans la région $|\eta| < 2.7$;
- **combined muon** : la reconstruction de la trace est faite de manière indépendante dans le détecteur interne et dans le spectromètre. Un ajustement est fait entre l’impulsion estimée pour un muon *stand-alone* et l’impulsion de la trace dans le détecteur interne. La reconstruction des muons est restreinte à l’acceptance du détecteur interne ($|\eta| < 2.5$) ;
- **segment tagged muon** : une trace reconstruite dans le détecteur interne est attribuée à un muon si son extrapolation jusqu’au spectromètre peut être associée à un segment rectiligne reconstruit dans les chambres de précision. Ce segment comporte moins d’information sur les coups dans le spectromètre qu’une trace complète exigée lors de la stratégie *combined muon*. La reconstruction des muons est restreinte à l’acceptance du détecteur interne ($|\eta| < 2.5$) ;
- **calorimeter tagged muon** : une trace reconstruite dans le détecteur interne est associée à un muon si un dépôt d’énergie compatible avec les critères d’une particule au minimum d’ionisation (MIP) est trouvé dans les calorimètres. Cette stratégie permet de couvrir la zone morte du spectromètre $\eta \sim 0$ dues aux équipements nécessaires pour le détecteur interne et les calorimètres.

La stratégie *segment tagged muon* offre des performances meilleures que celle *combined muon*. En effet, la première stratégie permet de reconstruire aussi les muons qui n’ont pas un impact suffisant dans les chambres de précision pour permettre une mesure de l’impulsion de la particule dans le spectromètre.

Pour les analyses de données actuelles, deux algorithmes de reconstruction sont couramment utilisés : l’algorithme *Staco* et l’algorithme *MuId*. Ceux-ci peuvent utiliser indifféremment chacune des quatre stratégies. Les efficacités de reconstruction pour ces deux algorithmes sont très élevées. Par exemple, pour la stratégie *combined muon* l’efficacité est de 0.989 ± 0.003 pour l’algorithme *Staco*, et de 0.995 ± 0.002 pour l’algorithme *MuId* [70].

L'algorithme *Staco* prévoit la reconstruction de l'impulsion du muon séparément dans le détecteur interne et dans le spectromètre. L'impulsion finale du lepton est calculée en pondérant les deux mesures. Le poids de la mesure dans le détecteur interne domine aux basses énergies ($p_T \leq 80$ GeV pour le tonneau et $p_T \leq 20$ GeV pour les bouchons), alors que la mesure effectuée au sein du spectromètre domine pour des valeurs d'impulsion transverse supérieures à 100 GeV.

Pour l'algorithme *MuId*, c'est la trace qui ajuste le mieux tous les coups enregistrés par les deux sous-détecteurs qui donne l'impulsion du muon.

4.1.5 La reconstruction des taus

Les taus sont caractérisés par un temps de vie très court (2.9×10^{-13} s et $c\tau \sim 97\mu\text{m}$). En conséquence, ces particules se désintègrent avant de pouvoir sortir du tube à vide. Les taus peuvent se désintégrer leptoniquement en électron ($\tau \rightarrow e\nu_e\nu_\tau$) avec un rapport d'embranchement (BR) de 17.9%, ou en muon ($\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$) avec un rapport d'embranchement de 17.4%. Les leptons taus se désintègrent principalement hadroniquement (BR = 64.7%), où l'état final est dans la majorité des cas donné par un ou trois pions avec un neutrino, avec parfois des pions neutres. Le restant, 2.9%, concerne les modes de désintégration rare des leptons taus avec des kaons dans l'état final.

La désintégration hadronique des taus est ainsi caractérisée par un nombre réduit de traces dans le détecteur interne et des dépôts relativement étroits en η - ϕ dans les calorimètres. La graine de reconstruction des taus se désintégrant hadroniquement est donnée par les jets calorimétriques qui sont reconstruits par l'algorithme anti- k_T à partir de amas nommés *TopoClusters* (voir section suivante). Aux graines ainsi déterminées dans le corps central du détecteur ($|\eta| < 2.5$), les traces reconstruites sont associées et les variables cinématiques de candidats taus sont calculées [71].

On remarque qu'un électron ou un muon issus de la désintégration d'un tau est presque impossible à distinguer des leptons primaires (ou *prompt leptons*) venant de la désintégrations des bosons W , Z ou du quark *top*. C'est pour cette raison que les analyses de physiques concernant les taus sont focalisées sur leurs modes de désintégration hadroniques.

4.1.6 La reconstruction des jets

Lors des interactions proton-proton, il y a un nombre très élevé de quarks et gluons produits. Cependant, ces particules ne peuvent pas être directement détectées à cause des processus d'interaction forte qui interviennent dans des temps très court (de l'ordre de 10^{-24} s), et qui donnent lieu à un "habillage" des partons issus de l'interaction primaire : l'hadronisation. L'ensemble de ces processus d'interaction forte intervenant depuis la production des quarks et gluons (i.e. cascade partonique, fragmentation, ...), jusqu'à leur hadronisation et désintégration est décrite à l'aide de la chromodynamique quantique. Lors de l'interaction avec le détecteur, les produits de l'hadronisation (ou hadrons) forment une gerbe de particules qui apparaît sous la forme de nombreuses traces et de dépôts dans les calorimètres électromagnétique et hadronique : les jets.

Il est important de remarquer qu'un jet n'est pas une particule à proprement parler, mais l'ensemble d'objets issus de ces processus d'interaction forte. Les algorithmes pour les reconstruire sont donc variés et complexes.

La première étape pour la reconstruction d'un jet est le choix des informations qui seront données en entrée à l'algorithme de reconstruction. Pour le cas des observables expérimentales, plusieurs approches sont possibles [72] : par exemple, les informations venant du calorimètre peuvent être exploitées en construisant des tours calorimétriques ou en regroupant les cellules, ayant des dépôts d'énergie au delà d'un certain seuil par rapport au bruit, tout en respectant la topologie de l'objet en vue de sa reconstruction (*TopoCluster*) c'est-à-dire que l'algorithme

respecte les montagnes et les vallées que forment les dépôts d'énergie dans les cellules des calorimètres. Ces différentes façons de regrouper les informations peuvent être également traitées par les algorithmes de reconstruction. Au final, c'est seulement en spécifiant l'ensemble des informations concernant la façon de regrouper les données expérimentales, le type d'algorithme choisi et la valeur des paramètres qui gouverne ce dernier, qu'un jet est défini [73].

4.1.6.1 Les algorithmes de reconstruction

Auprès des collisionneurs hadroniques plusieurs types d'algorithmes de reconstruction des jets sont utilisés. Deux approches différentes peuvent être distinguées. Une où les algorithmes sont basés sur la reconstruction de l'énergie déposée à l'intérieur d'un cône défini dans le plan $\eta; \phi$, et une autre où les jets sont formés par la recombinaison séquentielle des objets proches, selon une certaine définition de distance.

Ces deux types d'algorithmes sont brièvement présentés dans la suite. Dans la description des algorithmes ci-dessous la localisation des objets est donnée dans le plan $y; \phi$ par cohérence avec la documentation de référence. Dans la pratique, c'est la pseudorapidité η au lieu de la rapidité y à être utilisée.

- **Algorithmes basés sur un cône**

Ce type d'algorithme se base sur la reconstruction itérative des dépôts d'énergie à l'intérieur d'un cône de rayon R défini dans le plan $y - \phi$ ⁴. La plupart des algorithmes appartenant à cette famille prévoit un point de départ ou graine (en anglais *seed*), souvent identifié par une zone chaude du calorimètre : une tour calorimétrique, ou un amas, caractérisés par un dépôt d'énergie au delà d'un certain seuil. Une fois identifié la graine, un premier cône est construit autour de celle-ci. Le quadri-moment de cet objet est calculé et considéré comme l'axe d'un nouveau cône. La procédure est itérative et ne s'interrompt que lorsqu'un cône stable est localisé.

À cause de la nécessité d'un point de départ, ce type d'algorithmes n'est pas à l'abri de problèmes d'émission de gluons infrarouges et colinéaires (ou *infrared and collinear safe algorithm*). Ce sont deux problématiques importantes lorsqu'une comparaison avec des calculs théoriques à l'ordre NLO est faite. La stabilité par rapport à l'émission de gluons infrarouges demande que la réponse de l'algorithme soit la même, lorsque chaque objet contenu dans le cône est remplacé par deux objets, tout en respectant les caractéristiques de l'objet d'origine (direction de l'impulsion et énergie). La stabilité par rapport à l'émission de gluons colinéaires demande que dans le cas de la reconstruction de deux jets très proches l'un par rapport à l'autre, l'émission éventuelle de gluons peu énergétiques ne donne pas lieu à la fusion des deux objets.

L'algorithme SISCone (*Seedless Infrared-safe Cone algorithm*) [74, 75] est le seul algorithme basé sur un cône qui tienne compte de ces problématiques. Sa première caractéristique remarquable est qu'il n'a pas besoin de graine. À partir de l'ensemble des informations données en entrée (par exemple amas, tour calorimétriques, ...), l'algorithme définit une liste de cônes, appelés *protojets*, contenant une combinaison unique d'un certain nombre de ces objets. Une fois identifié tous les protojets, une procédure destinée à la séparation ou à la fusion de deux de ces objets préliminaires est appliquée afin d'obtenir les jets de l'état final [76].

4. y est la rapidité et elle est définie par $y = \frac{1}{2} \ln \frac{E+p_z}{E-p_z}$ où E est l'énergie de la particule et p_z son impulsion transverse.

- Algorithmes basés sur une définition spécifique de la distance

Avec ces algorithmes, le regroupement des objets constituant les jets se fait en introduisant une notion de distance, dont la définition est strictement liée à la physique sous-jacente des processus QCD. Pour un certain nombre de ces algorithmes, la distance est définie par :

$$d_{ij} = \min(k_{T,i}^{2p}, k_{T,j}^{2p}) \frac{(\Delta R)_{ij}^2}{R^2}, \quad (4.1)$$

$$d_{iB} = k_{T,i}^{2p}, \quad (4.2)$$

où $k_{T,i}$ est l'impulsion transverse de l' i -ème objet considéré, $(\Delta R)_{ij}^2$ est la distance géométrique dans le plan $(y - \phi)^5$ entre les deux objets i et j et R est un paramètre de l'algorithme. Ainsi, d_{ij} peut être vu comme la distance entre deux objets i et j et d_{iB} comme la distance entre un objet i et l'axe du faisceau B .

La valeur du paramètre p détermine le type de algorithme : k_T [77], *Cambridge/Aachen* [78] ou *anti- k_T* [79] selon que la valeur de p est fixée respectivement à 1, 0 ou -1.

La construction des jets faite par les algorithmes de ce type se base sur une combinaison des objets reconstruits au fur et à mesure selon la notion de distance introduite. La procédure suivie par ces algorithmes peut être résumée ainsi : si d_{ij} est inférieure à d_{iB} , les objets sont combinés en un objet unique. Si, au contraire, d_{iB} est inférieure à d_{ij} , l'objet i est considéré comme un jet. La procédure est répétée jusqu'à ce qu'aucun objet ne reste.

4.1.7 La reconstruction de l'énergie transverse manquante E_T^{miss}

L'énergie transverse manquante est une observable calculée par bilan énergétique après la reconstruction de tous les autres objets physiques. Elle est associée au passage dans le détecteur des particules électriquement neutres et qui n'interagissent que par interaction faible. C'est le cas par exemple, des neutrinos dans le cadre du modèle standard, ou des neutralinos prédits par la supersymétrie. Ces particules ne laissent pas de trace dans le détecteur interne et aucun dépôt d'énergie dans les calorimètres ne peut leur être attribué.

Les composantes du terme d'énergie transverse manquante sont définies par la somme de l'énergie manquante calorimétrique ($E^{miss,calo}$) et de l'énergie manquante muonique ($E^{miss,muon}$) [80] :

$$E_{x(y)}^{miss} = E_{x(y)}^{miss,calo} + E_{x(y)}^{miss,muon} \quad (4.3)$$

La valeur de E_T^{miss} et sa position azimutale (ϕ) sont calculées par les relations habituelles :

$$E_T^{miss} = \sqrt{(E_x^{miss})^2 + (E_y^{miss})^2} \quad , \quad \phi^{miss} = \arctan(E_y^{miss} / E_x^{miss}) \quad (4.4)$$

Le terme calorimétrique

Les deux composantes x et y du terme calorimétrique $E^{miss,calo}$ sont estimées en considérant les dépôts d'énergie dans les cellules appartenant au domaine en pseudorapidité $|\eta| < 4.5$. Afin de contrôler la contribution du bruit, des amas sont construits en prenant en compte seules les cellules ayant une énergie au-delà du seuil de bruit. Par exemple, ce type de procédure

5. $(\Delta R)_{ij}^2 = (y_i - y_j)^2 - (\phi_i - \phi_j)^2$.

peut utiliser un amas de cellules à trois dimensions dit *TopoClusters*. Cet amas est construit en considérant comme point de départ les cellules ayant un dépôt d'énergie au delà de 4σ du bruit. A ce cœur, les cellules voisines ayant un dépôt d'énergie supérieur à 2σ du bruit sont rajoutées. Enfin, le bord de l'amas est construit en choisissant les cellules ayant un dépôt d'énergie de l'ordre du celui du bruit. Cette procédure a été optimisée pour rejeter le bruit électronique et les effets dus à l'empilement des événements.

De plus, pour obtenir une estimation de la valeur de E_T^{miss} non biaisée par les effets dus au détecteur et par la matière avant et au sein du calorimètre, des procédures de calibration ont été développées à l'aide de la simulation [72]. Une de ces procédures prévoit une repondération globale des énergies des cellules (*Global calibration* ou GCW), une autre prévoit la repondération de l'énergie de l'amas (*Local Hadronic Calibration* ou LCW).

Une troisième procédure de calibration du terme E_T^{miss} a été récemment développée au sein de la collaboration [80] : elle prévoit la calibration des cellules sur la base des objets physiques. Les cellules sont associées à un objet physique reconstruit et identifié. L'attribution est faite d'abord avec les candidats électrons puis les candidats photons, taus avec décroissance semi-leptonique, jets et enfin muons. Les cellules ainsi attribuées à un certain type de particules, sont ensuite calibrées suivant les procédures habituelles prévues pour l'objet physique en question. La valeur de E_T^{miss} est calculée en sommant toutes les contributions y compris les amas n'ayant pas d'attribution [58, 80].

Le terme muonique

La contribution au terme E_T^{miss} venant des muons est calculée à partir des impulsions des traces reconstruites par le spectromètre et contenues dans la région en pseudorapidité $|\eta| < 2.7$. Afin de réduire la contribution due aux muons mal identifiés dans la région $\eta < 2.5$, couverte aussi par le détecteur interne, des contraintes d'ajustement des traces sont imposées.

Les limites de l'acceptance du spectromètre à muons sont également prises en compte : lorsque le muon est reconstruit dans des régions mortes du spectromètre ($|\eta| \sim 0$ et $|\eta| \sim 1.2$), la particule est reconstruite en utilisant les informations venant uniquement du détecteur interne et du calorimètre.

4.2 Un cas d'école : le taux de faux leptons dans des événements multi-jets simulés

Lors de la reconstruction des objets physiques à l'aide des procédures et des algorithmes présentés ci-dessus, il est possible d'avoir des cas de mauvaise identification. Les cas les plus fréquents de mauvaise identification sont des jets identifiés comme étant des électrons. Bien qu'il s'agisse d'une situation plus rare, un autre exemple de mauvaise identification est donnée par les muons identifiés à tort en un électron : il s'agit souvent de muons très énergétiques qui pendant leur vol émettent un photon. La compréhension de l'origine de ces mauvaises identifications et leurs caractéristiques cinématiques a une importance fondamentale pour les analyses de physiques, car elle permet un contrôle de certains bruits de fond.

Cette section présente un exemple pour les analyses utilisant les événements $t\bar{t}$. En effet, un des bruits de fond dominant de ces analyses est celui venant des processus QCD. Bien que la sélection du signal permette de contraindre fortement la contamination due à ce bruit de fond, le nombre très élevé de jets reconstruits pour chaque événement, représente une source importante de mauvaise identification des objets. Les événements $t\bar{t}$ sont de plus très complets en terme d'objets présents dans l'état final (électron, muon, jets, énergie transverse manquante),

ils permettent de comprendre au mieux la façon dont les différents algorithmes de reconstruction décrits plus haut interagissent les uns avec les autres.

Une analyse destinée à l'étude des origines et des caractéristiques des jets mal identifiés en leptons lors de la reconstruction d'un lot d'événements $t\bar{t}$ est ainsi présentée dans cette section [81]. Les propriétés de ces jets mal identifiés sont étudiées et leur taux par événement est estimé. De plus, une méthode de prédiction de ce taux est proposée et appliquée à des événements autres que les événements $t\bar{t}$ (par exemple des événements multi-jets). Cette étude est entièrement basée sur des échantillons simulés.

Cette analyse est présentée à titre d'exemple, afin de montrer les étapes qui sont couramment suivies lors d'une analyse physique. Elle commence par la reconstruction des événements, suivie de l'identification du signal recherché. Ensuite, les caractéristiques cinématiques du lot sélectionné sont étudiées pour aboutir au résultat final sur le taux de faux leptons.

Cette répétition aurait pu être la base d'une analyse proposée ensuite sur les données. Toutefois, bien qu'à l'heure actuelle, le LHC fournisse un nombre extrêmement important de données et notamment d'événements $t\bar{t}$ il faut se souvenir que son démarrage a pris du temps pendant lequel, le principal lot d'électrons disponible dans ATLAS était un lot d'électrons de bas p_T non isolés. Les circonstances du démarrage explique le décalage en énergie entre les électrons simulés ici de plus de 20 GeV et ceux des données de moins de 26 GeV utilisés dans les chapitres suivants.

4.2.1 Méthode

Le but de l'analyse est d'identifier les raisons de mauvaises identifications des jets en leptons et d'estimer le taux de ces mauvaises identifications. Dans la suite, tout lepton identifié mais non attendu dans l'état final des événements étudiés est appelé *extra-lepton*. Lepton s'entend dans tout ce chapitre comme un électron ou un muon.

La stratégie suivie dans cette étude peut être résumée en trois étapes :

- **Étude des extra-leptons** : un lot d'événements $t\bar{t}$ se désintégrant semi-leptoniquement est utilisé⁶. Les événements $t\bar{t}$ sont caractérisés par un nombre élevé de jets et le canal semi-leptonique offre la possibilité d'étudier séparément les extra-électrons et les extra-muons. En effet, dans ce canal, un des deux bosons W se désintègre en un lepton (électron, muon ou tau) et un neutrino, et l'autre se désintègre hadroniquement, c'est-à-dire en une paire de quarks. Selon la famille du lepton, il est possible de distinguer le canal électronique ($t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}e^-\bar{\nu}_e$) du canal muonique ($t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}\mu^-\bar{\nu}_\mu$). Ces leptons, issus de la désintégration d'un boson W , sont appelés "prompt leptons". La procédure générale suivie a été de rechercher des électrons isolés reconstruits (*extra-électrons*) dans le canal où le boson W se désintègre en un muon et un neutrino, et de rechercher des muons isolés reconstruits (*extra-muons*) dans le canal où le W se désintègre en un électron et un neutrino.
- **Prédiction du taux production d'extra-lepton par jet** : à partir de l'étude des caractéristiques cinématiques des jets donnant un extra-lepton (électron ou muon) dans la reconstruction, une méthode de prédiction du taux de production par jet a été développée.

6. Selon le modèle standard, le quark top se désintègre presque à 100% en un boson W et un quark b . La topologie des événements $t\bar{t}$ est ainsi déterminée par les modes de désintégration des bosons W .

- **Prédiction du taux d’extra-lepton par jet pour des événements multi-jets :** la méthode de prédiction développée au sein des événements $t\bar{t}$ du canal semi-leptonique a été testée en utilisant un lot d’événements $t\bar{t}$ du canal hadronique. Dans ce canal, les deux bosons W venant des quarks top se désintègrent en paire $q\bar{q}$ ($t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}q\bar{q}$). Aucun lepton n’est produit lors du processus primaire.

L’étude a été menée en parallèle pour des extra-électrons et des extra-muons. Les détails de l’analyse sont présentés ici pour les extra-électrons. A la fin du chapitre, une courte revue des résultats obtenus pour les extra-muons est présentée.

4.2.2 Lot d’événements simulés

Seuls des lots d’événements $t\bar{t}$ et di-jet simulés ont été utilisés pour cette analyse.

Les événements $t\bar{t}$ ont été produits par le générateur MC@NLO [82], et les événements di-jets par PYTHIA [83]. Au moment de la génération de ce dernier lot, un filtre est appliqué pour sélectionner les événements ayant au moins un parton du processus primaire avec une impulsion supérieure à 15 GeV et au moins un vrai jet⁷ d’énergie supérieure à 17 GeV. Pour tous ces lots, la réponse du détecteur est simulée en considérant le bouchon du calorimètre hadronique du côté C (HEC⁸) hors service pour tenir compte du statut du détecteur ATLAS de l’époque.

4.2.3 La sélection des objets physiques

La sélection des événements des lots $t\bar{t}$ du canal semi-leptonique se base sur l’identification d’un lepton isolé, (électron ou muon) selon le canal étudié.

Des critères de sélection supplémentaires permettent une bonne efficacité de reconstruction du signal aussi bien qu’un bon rejet du bruit de fond.

Les paragraphes ci-dessous décrivent la sélection des électrons, muons et jets. Un résumé des caractéristiques de la reconstruction et des critères de sélection appliqués pour chaque type de particule est présenté table 4.2.

Électrons

Les électrons sont reconstruits par l’algorithme “egamma” dont le principe de fonctionnement a été brièvement décrit section 4.1.3. Des critères cinématiques forts sont appliqués pour mettre en évidence les électrons du signal : seuls les objets ayant une impulsion transverse supérieure à 20 GeV et qui sont reconstruits dans le tonneau du détecteur ($|\eta| < 2.5$) sont sélectionnés. Dans l’acceptance en pseudorapidité considérée, la zone de transition entre tonneau et bouchons est exclue ($1.37 < |\eta| < 1.52$).

L’identification des électrons est faite à l’aide des critères de sélection officiels qui se basent sur différents aspects : la fraction d’énergie déposée dans le calorimètre hadronique par rapport au dépôt dans le calorimètre électromagnétique, la forme du dépôt dans le deuxième compartiment du calorimètre EM ou la forme générale de la gerbe. De plus, des paramètres qui permettent de définir la qualité de la trace reconstruite sont aussi pris en compte. La table 4.1 montre l’ensemble des critères d’identification officiels de la collaboration ATLAS. En général, trois niveaux d’identification sont possibles : *Loose*, *Medium* et *Tight* [58]. A chaque niveau de sélection, les critères du niveau précédent sont inclus.

7. Un vrai jet est jet est défini comme une région dans le calorimètre de dimension $\eta \times \phi = 0.12 \times 0.12$

8. La couverture en pseudorapidité η et angle azimuthale ϕ de ce sous-détecteur est $-3.2 < \eta < -1.5$ et $\pi/2 < \phi < 0$.

4.2. UN CAS D'ÉCOLE : LE TAUX DE FAUX LEPTONS DANS DES ÉVÉNEMENTS MULTI-JETS SIMULÉS

Type	Description	Nom
Loose		
Acceptance	$ \eta < 2.47$	-
Fuite hadronique	Rapport entre E_T dans le premier compartiment du HADCAL et E_T de l'amas électromagnétique (dans la région $ \eta < 0.8$ and $ \eta > 1.37$)	R_{had1}
	Rapport entre E_T du HADCAL et E_T de l'amas électromagnétique (dans la région $ \eta > 0.8$ and $ \eta < 1.37$)	R_{had}
Compartiment du milieu de l'EMCAL	Étalement latéral de la gerbe (3×7 versus 7×7 cellules)	R_η
	Largeur latérale de la gerbe	$w_{\eta 2}$
Medium (inclus Loose)		
Compartiment avant de l'EMCAL	Largeur totale de la gerbe	w_{stot}
	Différence entre les deux plus grands dépôts d'énergie dans ce compartiment divisée par leur somme	E_{ratio}
Qualité de la trace	Nombre de coups dans le détecteur à pixel (au moins un)	-
	Nombre de coups dans les pixels et le SCT (au moins sept)	-
	Paramètre d'impact transverse (< 5 mm)	d_0
Association trace-amas	$\Delta\eta$ entre la trace et l'amas dans le compartiment avant de l'EMCAL	$\Delta\eta_1$
Tight (inclus Medium)		
$B - layer$	Nombre de coups sur la couche la plus interne des pixels (au moins un)	
Association trace-amas	$\Delta\phi$ entre la trace et l'amas dans le compartiment du milieu de l'EMCAL	$\Delta\phi_2$
	Rapport entre l'énergie de l'amas et l'impulsion de la trace	E/p
TRT ($ \eta < 2.0$)	Nombre total de coups dans le TRT	-
	Fraction de coups au dessus du seuil (<i>high-threshold</i>)	-

TABLE 4.1 – Définition des variables officielles d'identification pour les électrons. [65].

Le critère d'identification *Medium* est celui choisi ici, en accord avec les recommandations du groupe de travail sur le top au moment de cette analyse.

En plus de ces critères d'identification, un critère d'*isolation* est appliqué. Il se base sur la valeur du dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique reconstruit autour de l'électron dans un cône de rayon R . Si la valeur de l'énergie à l'intérieur de ce cône, une fois l'énergie de l'électron exclue, est en dessous d'un certain seuil, l'électron est considéré comme isolé. Pour cette analyse, le rayon du cône est fixé à $R = 0.20$ et le seuil en énergie à 6 GeV. Cette variable d'isolation est appelée dans la suite $E_{Tcone20}$.

Cette coupure d'isolation permet de réduire d'environ 70% la contamination des extra-électrons sans trop réduire le signal. La figure 4.4(a) montre la distribution de la variable d'isolation pour les électrons du signal comparée avec celle obtenue pour les extra-électrons.

Muons

Les muons sont reconstruits en suivant la stratégie *combined muons*, par l'algorithme *Staco* qui prévoit l'ajustement entre la trace reconstruite dans le détecteur interne et celle reconstruite par le spectromètre (voir section 4.1.4). Comme pour les électrons, des critères destinés à sélectionner des muons de haute énergie et isolés ont été appliqués. Les valeurs exactes de ces critères sont identiques à celles choisies pour les électrons. Cependant, comme les muons ne perdent qu'une faible fraction de leur énergie dans le calorimètre, la définition du critère d'isolation est différente de celle utilisée pour les électrons. Dans le cas des muons, deux cônes, l'un inclus dans l'autre, sont construits autour de sa trajectoire [58]. Le cône interne est construit pour déterminer l'énergie perdue par le muon, quand le cône externe détermine l'énergie déposée par

les autres particules. L'énergie reconstruite dans l'anneau entre ces deux cônes donne la valeur permettant de définir l'isolation des muons.

La figure 4.4(b) montre la distribution de la variable d'isolation ($E_{Tcone20}$) pour les muons du signal (venant d'un W du processus $t\bar{t}$ appelés *prompt muons*) et pour les extra-muons. L'application de ce critère d'isolation, permet la suppression d'environ 90% des extra-muons, tout en préservant 95% du signal.

Jets

La reconstruction des jets est faite en utilisant un algorithme basé sur un cône utilisant des tours calorimétriques. Le rayon du cône est fixé à $R = 0.4$.

Les mêmes valeurs de coupures sur E_T et η que pour les électrons ou les muons ont été appliquées.

Lors de la reconstruction des événements, chaque algorithme étant indépendant, il est possible que le même objet soit reconstruit comme un possible candidat pour plusieurs objets physiques. C'est pourquoi, pour l'analyse basée sur les événements $t\bar{t}$ du canal muonique, un contrôle destiné à éviter le double comptage d'électrons et de jets a été fait. Lorsqu'un candidat jet est reconstruit à une distance dans le plan $(\eta - \phi)$ inférieure à $\Delta R = 0.20$ d'un électron, le jet n'est pas gardé.

4.2.4 Étude des extra-leptons

Tout électron satisfaisant les critères de sélection lors de l'étude des événements $t\bar{t}$ du canal semi-leptonique en muons ($t\bar{t}(\mu)$) est appelé extra-électron. De même, tout muon sélectionné dans les événements $t\bar{t}$ du canal électronique ($t\bar{t}(e)$) est appelé extra-muon.

Pour le canal $t\bar{t}(\mu)$, le nombre de jets, d'extra-électrons et le taux d'extra-électrons par jet sont montrés table 4.3. Les résultats des extra-muons venant des événements $t\bar{t}(e)$ sont montrés table 4.4.

La suite de l'analyse est présentée en détail pour le cas des extra-électrons uniquement.

4.2.4.1 Classification selon l'origine

Afin de comprendre les mécanismes de production des extra-électrons, leur provenance a été étudiée. Pour ce faire, un outil officiel de la collaboration ATLAS a été utilisé (*Monte Carlo Truth Classifier* [65, 84]). Cet outil permet de connaître pour les événements simulés, le processus, ou la particule, responsable de la génération de l'électron reconstruit.

L'outil permet la classification des électrons à l'aide des informations venant de la "vérité" sur la génération des particules. La première étape de cette classification se base sur les traces reconstruites dans le détecteur interne. La trace de l'électron reconstruit est associée, si possible, à la trace d'un électron vrai. Lorsqu'aucune trace d'électron vrai ne peut être trouvée, l'électron reconstruit est classé comme objet mal reconstruit (muon, jet, tau, ...). En revanche, lorsque le lien avec la trace de l'électron vrai est établi, cela donne accès aux étapes de génération des particules, et donc au type et à l'origine des électrons.

L'électron peut alors être classé comme :

- **électron isolé** : c'est typiquement le cas des électrons venant de la désintégration des W , des Z ;

4.2. UN CAS D'ÉCOLE : LE TAUX DE FAUX LEPTONS DANS DES ÉVÉNEMENTS MULTI-JETS SIMULÉS

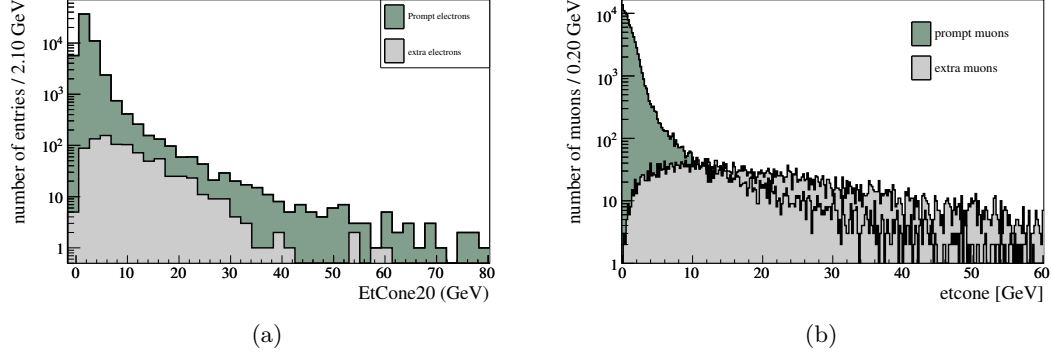


FIGURE 4.4 – Distribution de la variable d’isolation pour les leptons du signal (en foncé) et pour les extra-leptons (en claire). La distribution relative aux électrons est montrée à gauche, celle pour les muons à droite.

Critère	Électrons	Muons	Jets
Algorithme de reconstruction	“egamma”	CB -Staco	cône ($R = 0.4$)
Seuil en énergie transverse	20 GeV	20 GeV	20 GeV
acceptance en η	$ \eta < 2.5$ ($1.37 < \eta < 1.52$ exclu)	$ \eta < 2.5$	$ \eta < 2.5$
Isolation	< 6 GeV	< 6 GeV	

TABLE 4.2 – Résumé des caractéristiques de reconstruction et de sélection pour chaque type de particule.

# jets	# extra-électrons	# extra-électrons par jet $\cdot 10^{-5}$
526,142	544	103 ± 4

TABLE 4.3 – Nombre d’extra-électrons par jet observés au sein des événements $t\bar{t}$ du canal semi-leptonique où un boson W se désintègre en un muon et un neutrino ($t\bar{t}(\mu)$).

# jets	# extra-muons	# extra-muons par jet $\cdot 10^{-5}$
548,009	630	115 ± 4.6

TABLE 4.4 – Nombre d’extra-muons par jet observés au sein des événements $t\bar{t}$ du canal semi-leptonique où un boson W se désintègre en un électron et un neutrino ($t\bar{t}(e)$)

- **électron non isolé** : c’est par exemple le cas des électrons venant des processus de désintégration des quarks lourds ;
- **électron venant d’un processus de bruit de fond** : c’est le cas des processus de conversions des photons, ou de désintégration d’un pion neutre (processus “Dalitz”⁹).
- **électron inconnu** : c’est le cas des électrons pour lesquels le lien vers un électron vrai les ayant générés est inaccessible ;

La classification des électrons (isolés, non isolés, ...) par cet outil officiel, est strictement basée sur les caractéristiques des traces reconstruites au sein du détecteur interne. Alors que le critère dit d’*isolation* appliqué lors de la sélection des objets reconstruits (voir table 4.2) concerne strictement les informations venant du calorimètre électromagnétique.

En se basant sur cette première classification des électrons reconstruits, deux catégories d’extra-électrons peuvent être identifiées :

- **Électrons *non-prompt*** : il s’agit de vrais électrons.
- **Faux électrons (ou *fake*)** : il s’agit d’objets (jets, muons, ...) reconstruits à tort comme un électron.

En appliquant les critères de sélection précédemment présentés (voir section 4.2.3) 99,855 événements $t\bar{t}(\mu)$ ont été sélectionnés et 544 extra-électrons ont été observés. Parmi ceux ci, 265 électrons sont *non-prompts* et 279 sont de faux électrons.

Le table 4.5 (4.6) montre la répartition des électrons *non-prompt* selon le type de la trace, obtenue à l’aide de l’outil de classification.

L’impact du critère d’isolation calorimétrique sur l’origine des extra-électrons a été étudié. En effet, ce critère est très important lors de la sélection des leptons du signal $t\bar{t}$. En conséquence, il est intéressant d’en estimer l’impact sur le nombre et la topologie des extra-électrons.

La table 4.5 montre que l’origine dominante des électrons *non-prompt* est des électrons non isolés au sens de la trace. Les électrons venant des processus de bruits de fond ne représentent que 13% des vrais électrons sélectionnés. Les électrons *non-prompt* restent dominant même si le critère d’isolation calorimétrique n’est pas appliqué : cela est attendu car les électrons classés comme venant de bruits de fond ne sont pas sensibles à ce critère de sélection.

L’étude de l’origine des faux électrons met en évidence un nombre élevé de muons reconstruit à tort en électrons (table 4.6). Cela est dû à la radiation d’un photon de la part d’un muon énergétique : lors de la reconstruction, le dépôt d’énergie créé par l’interaction du photon dans le calorimètre est associé à la trace du muon primaire.

Ce sous ensemble de faux électrons n’est pas considéré dans la suite de l’analyse car il s’agit d’un artefact dû à la topologie des événements $t\bar{t}$ choisi ($t\bar{t}(\mu)$), on ne les retrouve pas dans le cas d’autres événements simulés. En conséquence, afin de ne pas biaiser l’estimation du taux de faux électrons, ces objets ne sont pas pris en compte.

La figure 4.5 montre la distribution des extra-électrons *non-prompt* et des faux électrons en fonction de l’impulsion transverse p_T (a), et de la pseudorapidité η (b). L’effet de la sélection des électrons de haute énergie ($E_T > 20$ GeV) faite lors de la sélection des événements

9. Les processus “Dalitz” comportent la désintégration d’un pion neutre : $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$. Le rapport d’embranchement de ce processus est d’environ 1.2% [5].

4.2. UN CAS D'ÉCOLE : LE TAUX DE FAUX LEPTONS DANS DES ÉVÉNEMENTS MULTI-JETS SIMULÉS

Classification selon le type de la trace	avec critère d'isolation calorimétrique	sans critère d'isolation calorimétrique
électron inconnu	-	-
électron isolé	-	-
électron non isolé	231	853
électron de bruit de fond	34	73
Total	265	926

TABLE 4.5 – Classification des électrons non-prompt à l'aide de l'outil officiel ATLAS (Monte Carlo Truth Classifier [84]).

Classification selon le type de la trace	avec critère d'isolation calorimétrique	sans critère d'isolation calorimétrique
Inconnu	-	-
Hadron	123	402
Muon	156	169
Lepton τ	-	-
Total	279	571

TABLE 4.6 – Classification des faux électrons à l'aide de l'outil officiel ATLAS (Monte Carlo Truth Classifier [84]).

est visible dans le spectre en p_T (figure 4.5(a)). On remarque que la plupart des extra-électrons est caractérisée par une énergie relativement basse : 67% des électrons *non-prompt* et 59% des faux électrons ont une énergie comprise entre 20 et 30 GeV.

Le spectre en pseudorapidité η (figure 4.5(b)) permet de noter que si les électrons *non-prompt* ont tendance à être centraux, les faux électrons ont une distribution relativement plate en pseudorapidité. Cela peut s'expliquer par le fait que les faux électrons viennent des effets de reconstruction pour lesquels aucune direction privilégiée n'est observée.

Attribution des extra-électrons au jet le plus proche

Comme la plupart des électrons *non-prompt* est caractérisée par une trace non isolée, l'hypothèse que tout extra-électron vient d'un jet est faite. L'origine des extra-électrons peut donc aussi être déterminée par le jet qui a généré cette particule. Si cette hypothèse est justifiée pour les électrons *non-prompt* non isolés (60% des extra-électrons), elle est plus simpliste pour les faux électrons et les électrons venant des processus de bruits de fond. En effet, les processus de bruits de fond susceptibles de créer un extra-électron, sont généralement des processus de conversions ou de désintégration de π^0 et les faux électrons sont en général dus aux mauvaises combinaisons des informations venant des différents sous-détecteurs. Pour ces deux populations d'extra-électrons, l'attribution au jet le plus proche n'est donc pas physique. Cependant, cette attribution simpliste est faite afin de pouvoir utiliser le résultat de cette étude pour d'autre lot d'événements que les $t\bar{t}$ étant donné que la population d'électrons *non-prompt* non isolés est dominante dans l'origine des extra-électrons.

L'association entre l'électron et le jet le plus proche est faite en déterminant la distance minimale dans l'espace $(\eta - \phi)$, entre ces deux objets reconstruits. Un critère de distance maximale est ajouté, $\Delta R = 1$, afin d'éviter toute attribution erronée.

La classification du jet associé à l'électron est faite à l'aide de la vérité de la simulation : si un quark b venant de la désintégration d'un des deux quarks top est trouvée dans un cône de rayon $R = 0.4$ construit autour de l'axe du jet, le jet est étiqueté comme *jet de b* , autrement

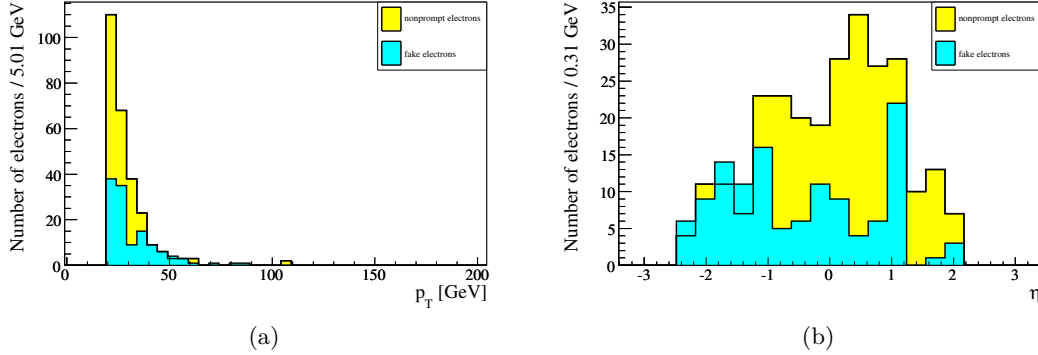


FIGURE 4.5 – Distribution du nombre d’extra-électrons non-prompt (clair) et faux électrons (sombre) en fonction de l’impulsion transverse p_T (a) et de la pseudorapidité η (b).

comme *jet léger*. La table 4.7 montre les résultats de cette classification : les électrons *non-prompt* viennent, pour la plupart des cas, des jets de *b* (85%), alors que l’origine dominante pour les faux électrons est les jets *légers*. A partir des résultats présentés, il est possible de remarquer que la classification obtenue ne dépend pas du critère d’isolation calorimétrique.

À partir du résultat précédent, il est possible de déterminer le taux de production d’extra-électrons en fonction du type de jet (*b* ou *léger*). Le taux obtenu est montré table 4.8. Seule la provenance en terme de type de jet est prise en compte et en conséquence les contributions des *non-prompt* et faux électrons sont confondues.

L’étude de l’effet du critère d’isolation montre que le taux d’extra-électrons venant d’un jet de *b* augmente beaucoup plus vite (facteur 4) que le taux d’électrons venant des jets *légers* (facteur 2.6), lorsque le critère d’isolation calorimétrique n’est pas appliqué. En effet, les extra-électrons sont par définition des électrons non isolés et l’application du critère d’isolation pendant la sélection permet un haut taux de rejet de ces objets.

4.2.4.2 Étude des propriétés cinématiques des jets donnant des extra-électrons

Le taux de production des extra-électrons peut être lié aux propriétés cinématiques des jets qui en sont à l’origine. C’est pourquoi les distributions en fonction de l’impulsion transverse p_T et de la pseudorapidité η des jets produisant un extra-électron sont données.

La figure 4.6(a) montre la distribution des jets de *b* générant un électron en fonction de l’impulsion transverse. Cette distribution est comparée à la distribution obtenue pour tous les jets de *b* dans les événements sélectionnés. La même comparaison des spectres est proposée pour les jets *légers* figure 4.6(b). Sur ces figures, on remarque que la production d’électrons est favorisée pour les jets ayant une valeur d’impulsion transverse comprise entre 40 et 60 GeV.

La dépendance en pseudorapidité des jets donnant un électron est montrée figure 4.7. Les jets de *b* produisant (ou non) un électron sont centraux, en accord avec la topologie des événements $t\bar{t}$. La distribution des jets *légers* met en évidence une production d’extra-électrons favorisée dans la zone $\eta < -1.5$. Une étude spécifique des jets appartenant à cette région a permis de comprendre que ces particules viennent de la région en angle azimutal ϕ pour laquelle le HEC n’était pas en fonction lors de la reconstruction des lots d’événements simulés. L’effet montré par la figure 4.9(b) est donc un artefact des lots utilisés pour l’analyse.

4.2. UN CAS D'ÉCOLE : LE TAUX DE FAUX LEPTONS DANS DES ÉVÉNEMENTS MULTI-JETS SIMULÉS

	avec critère d'isolation calorimétrique		sans critère d'isolation calorimétrique	
électrons exclus ($\Delta R > 1$)	-		2	
origine	<i>non-prompt</i>	<i>faux</i>	<i>non-prompt</i>	<i>faux</i>
jet <i>b</i>	223	8	838	80
jet <i>léger</i>	42	115	88	325
total	265	123	926	405

TABLE 4.7 – *Origine des extra-électrons, selon le type de jets dans des événements $t\bar{t}(\mu)$. La classification est montrée avec ou sans critère d'isolation calorimétrique appliqué lors de la sélection des objets. Trois faux électrons de plus que ceux cités table 4.6 sont considérés : il s'agit de trois électrons qui n'ont pas comme origine un muon venant de la désintégration d'un W c'est pourquoi ils n'ont pas été exclus.*

Taux de production des extra-électrons par jet $\cdot 10^{-5}$		
Origine	avec critère d'isolation calorimétrique	sans critère d'isolation calorimétrique
jet <i>b</i>	108 ± 7	431 ± 14
jet <i>légers</i>	54 ± 4	138 ± 7

TABLE 4.8 – *Taux de production d'extra-électrons par jet. Le type de jet (jet de *b* ou jet légers) est spécifié. A titre de comparaison, le taux extrait lorsque le critère d'isolation calorimétrique n'est pas appliqué est aussi montré.*

À partir des distributions montrées figure 4.6(a) et 4.7(a), il est possible d'extraire la probabilité qu'un jet ayant une certaine valeur d'impulsion transverse ou de pseudorapacité produise un électron (voir section 4.2.5).

4.2.4.3 Étude de l'impact de la multiplicité de jets sur le taux d'extra-électrons

Le nombre de jet par événement peut aussi avoir un impact sur le taux d'extra-électrons observé. Comme les événements $t\bar{t}$ sont caractérisés par un nombre élevé de jets, il est possible d'étudier la stabilité du taux de production d'extra-électrons lorsqu'un nombre croissant de jets par événement est observé.

La table 4.9 montre le taux d'électrons *non-prompt* par événement lorsque la multiplicité de jets par événement varie entre 4 et 8. Le résultat relatif à 8 jets souffre d'une très faible statistique, comme l'indique la valeur élevée de l'erreur associée.

Afin de vérifier le résultat obtenu, un test de cohérence a été fait en estimant de façon analytique le taux attendu. Pour rendre le calcul possible, une hypothèse simple est posée : un événement est caractérisé par deux jets de *b* (ceux venant de la désintégration des quarks top) et un nombre variable de jets *légers*. Les données nécessaires pour cette vérification sont le taux de production d'électron *b* (*léger*) rapporté au nombre total des jets de *b* (*légers*). Le taux mesuré pour les jets de *b* est de $105 \pm 7 \cdot 10^{-5}$, et de $13 \pm 2 \cdot 10^{-5}$ pour les jets *légers*. Ces données sont extraites du lot d'événements de la même façon que pour les résultats montrés table 4.9. Le test de vérification, présenté table 4.10, exclusivement pour le cas des électrons isolés, montre que les taux mesurés sont en accord avec les taux attendus, dans la limite des barres d'erreurs.

Pour conclure, la table 4.11 montre le taux attendu par événement pour les électrons *non-prompt* venant d'un jet de *b*. Le taux relatif aux électrons non isolés est constant pour une multiplicité croissante de jets dans les événements. Dans le cas des électrons isolés, le taux estimé pour les événements à 6 jets se montre bien plus bas que les autres. Cette valeur empêche

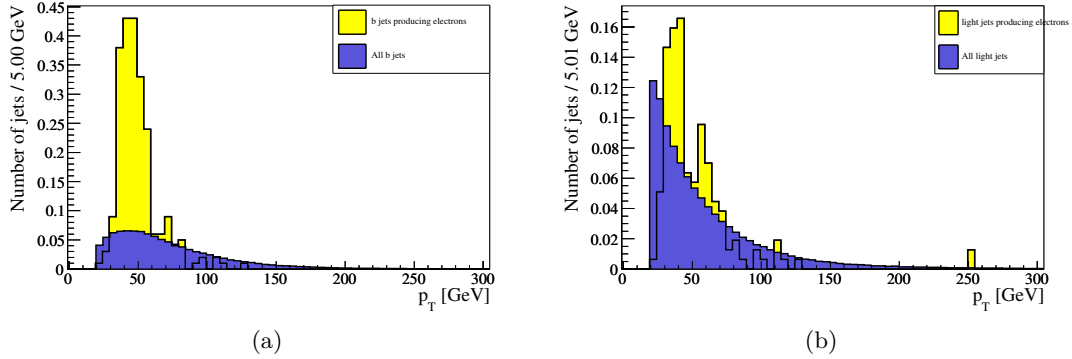


FIGURE 4.6 – (a) Distributions de l'impulsion transverse p_T pour tous les jets de b (bleu) et pour les jets de b produisant un électron (jaune). (b) Mêmes distributions que (a) mais pour les jets légers.

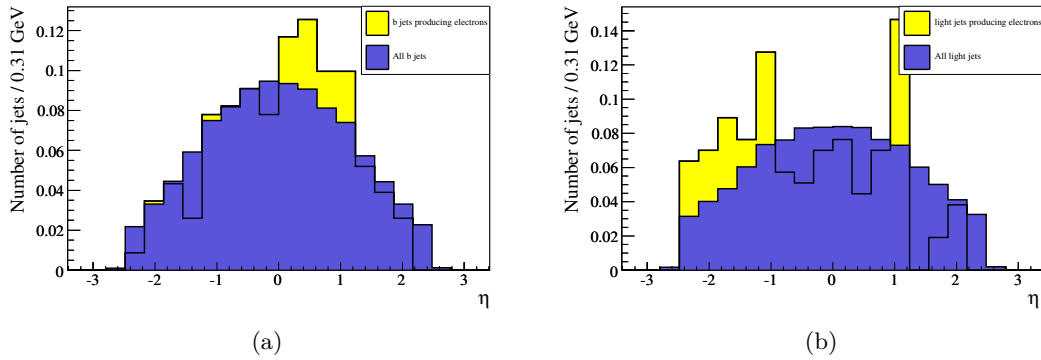


FIGURE 4.7 – (a) Distributions de la pseudorapidity η pour tous les jets de b (bleu) et pour les jets de b produisant un électron (jaune). (b) Mêmes distributions que (a) mais pour les jets légers.

Taux d'extra-électrons <i>non-prompt</i> par événement $\cdot 10^{-5}$		
	avec critère d'isolation calorimétrique	sans critère d'isolation calorimétrique
4 jets	220 ± 23	757 ± 42
5 jets	226 ± 29	802 ± 54
6 jets	207 ± 43	811 ± 85
7 jets	260 ± 87	722 ± 144
8 jets	317 ± 183	846 ± 298

TABLE 4.9 – Taux de production d'électrons non-prompt en fonction de la multiplicité des jets par événement. Les résultats sont montrés avec ou sans critère d'isolation calorimétrique appliqués lors de la sélection des événements.

de conclure sur la dépendance du taux d'extra-électrons avec le nombre de jets par événement. En conséquence, ces résultats ne peuvent pas être exploités pour la suite de l'analyse.

4.2.5 Estimation de la probabilité pour un jet de créer un extra-électron

A l'aide des distributions présentées figures 4.6, il est possible d'extraire la probabilité qu'un jet ayant une certaine impulsion transverse, produise un électron. Cette probabilité peut être facilement estimée en divisant, pas par pas, la distribution des jets donnant un électron par celle de tous les jets.

La probabilité ainsi estimée est montrée figure 4.8(a) pour les jets de b et figure 4.8(b) pour les jets *légers*. Ces probabilités peuvent être utilisées pour estimer le taux de production d'extra-électrons pour des lots d'événements autres que les événements $t\bar{t}$ dans le canal semi-leptonique en supposant que le taux d'extra-électrons ne dépend pas du processus physique. Les probabilités sont donc ajustées avec une fonction de Landau dont les paramètres sont donnés table 4.12.

Comme la réponse du détecteur ATLAS n'est pas homogène en pseudorapidité, la probabilité qu'un jet donne un électron a également été estimée en fonction de cette variable. La figure 4.9 montre la distribution de probabilité obtenue en utilisant cette technique. Comme précédemment, la distribution de probabilité est estimée séparément pour les jets de b et les jets *légers*. Dans les deux cas, aucune direction privilégiée n'est observée. La distribution relative aux jets *légers* montre de nombreuses fluctuations statistiques et l'effet dû au bouchon C du calorimètre hadronique déjà discuté auparavant.

4.2.6 Prédiction du taux de production des extra-électrons pour des événements $t\bar{t}$ hadronique

La connaissance du taux de production d'un électron de la part d'un jet rend possible de prédire le taux de production d'extra-électrons pour des processus physiques autres que le $t\bar{t}$ dans le canal semi-leptonique en supposant que ce taux de production est indépendant du processus. Comme les études sur la dépendance de ce taux en fonction de la pseudorapidité et du nombre de jets par événements n'ont pas montré d'effets importants, seule la dépendance en l'impulsion transverse est utilisée dans la suite.

En profitant de la topologie similaire entre les événements $t\bar{t}$ hadroniques et les événements semi-leptoniques, la méthode de prédiction (expliquée ci dessous) a pu être validée sur un lot très riche en nombre de jets dont les caractéristiques physiques sont bien connues.

La méthode de prédiction se résume en deux étapes :

- ◊ **Prédiction du spectre des jets produisant un électron** : l'hypothèse est faite que la probabilité qu'un jet produise un extra-électron est la même quelque soit le type d'événement. Les distributions de probabilité utilisées sont ainsi celles extraites des événements $t\bar{t}$ semi-leptoniques (voir figure 4.8). Le spectre en impulsion transverse de jets donnant un électron pour un lot d'événements $t\bar{t}$ hadronique peut être ainsi prédit en multipliant le spectre des tous les jets de ce lot d'événements par les probabilité précédemment citées. Les spectres obtenus pour les jets de b et les jets *légers* susceptibles de produire un électron sont montrés figure 4.10. Malgré la faible statistique disponible, les spectres prédits montrent un accord satisfaisant avec les spectres mesurés directement sur le lot d'événements.

Test de vérification pour le taux d'extra-électrons ($\cdot 10^{-5}$) <i>non-prompt</i> en fonction du nombre de jets par événement		
4 jets	$105 \cdot 2 \text{ jets } b + 13 \cdot 2 \text{ jets légers}$	$= 236 \pm 15$
5 jets	$105 \cdot 2 \text{ jets } b + 13 \cdot 3 \text{ jets légers}$	$= 249 \pm 15$
6 jets	$105 \cdot 2 \text{ jets } b + 13 \cdot 4 \text{ jets légers}$	$= 262 \pm 16$
7 jets	$105 \cdot 2 \text{ jets } b + 13 \cdot 5 \text{ jets légers}$	$= 275 \pm 17$
8 jets	$105 \cdot 2 \text{ jets } b + 13 \cdot 6 \text{ jets légers}$	$= 288 \pm 18$

TABLE 4.10 – Test de vérification par calcul analytique du taux d'électrons non-prompt en fonction du nombre de jets par événement. Le taux mesuré de production d'électron de la part d'un jet de b est de $105 \pm 7 \cdot 10^{-5}$ et de $13 \pm 2 \cdot 10^{-5}$ pour les jets légers.

Taux d'électrons <i>non-prompt</i> venant d'un jet de b par événement $\cdot 10^{-5}$		
	avec critère d'isolation calorimétrique	sans critère d'isolation calorimétrique
4 jets	187 ± 21	686 ± 40
5 jets	193 ± 27	735 ± 52
6 jets	108 ± 31	649 ± 76
7 jets	231 ± 82	664 ± 138
8 jets	211 ± 149	634 ± 258

TABLE 4.11 – Taux par événement d'électrons non-prompt venant d'un jet de b en fonction de multiplicité des jets dans les événements.

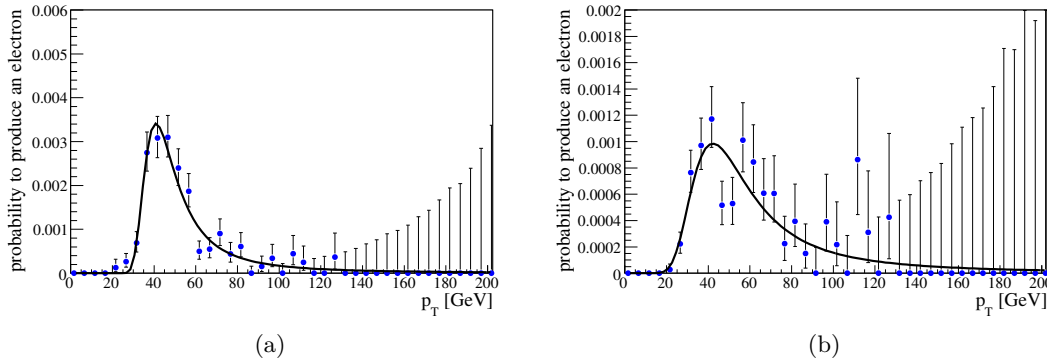


FIGURE 4.8 – Probabilité pour un jet ayant une certaine valeur d'impulsion transverse de produire un électron. Les probabilités sont ajustées avec une distribution de Landau dont les paramètres sont montrés table 4.12. La probabilité est montrée séparément pour les jets de b (a) et pour les jets légers (b).

paramètres	b -jet	$light$ jet
MPV	41.96 ± 0.72	44.31 ± 2.27
σ	5.00 ± 0.44	9.09 ± 1.21
constant	0.019 ± 0.002	0.0055 ± 0.0006

TABLE 4.12 – Paramètres de l'ajustement des courbes de probabilités montrées figure 4.8 avec une fonction de Landau .

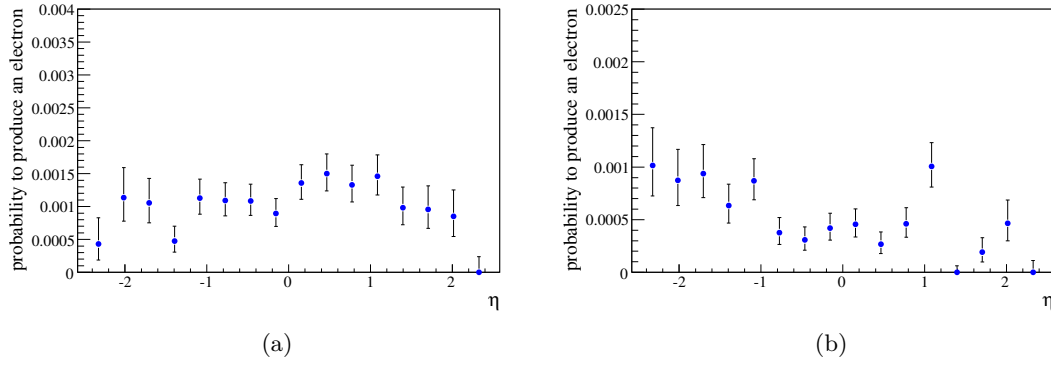


FIGURE 4.9 – Probabilité pour un jet ayant une certaine valeur en pseudorapidité de produire un électron. La probabilité est montrée séparément pour les jets de b (a) et pour les jets légers (b).

- ♦ **Prédiction du spectre des extra-électrons :** la relation entre les impulsions des jets et celles des électrons générés par les jets doit être connue. Cette relation est extraite, encore une fois, du lot d'événements $t\bar{t}$ semi-leptoniques. La distribution de l'impulsion transverse p_T de l'extra-électron en fonction de l'impulsion transverse du jet l'ayant généré donne cette relation. La figure 4.11 montre cette distribution pour les jets de b (a) et pour les jets légers (b).

Ces deux figures montrant la corrélation entre les deux impulsions (jets et électrons) sont obtenues en utilisant les distributions relatives aux extra-électrons sélectionnés sans appliquer le critère d'isolation calorimétrique. Cette façon de procéder permet d'obtenir des distributions plus lisses car moins affectées par le manque de statistique. Aucun biais n'est introduit car les relations cinématiques entre l'électron et le jet qui l'a produit, ne sont pas liées à l'éventuel critère d'isolation.

La projection sur l'axe des ordonnées de la distribution à deux dimensions ainsi obtenue (voir figure 4.11), permet d'obtenir le spectre des électrons qui peuvent être produits par un jet d'une certaine impulsion transverse.

Finalement, le spectre des extra-électrons attendus pour le lot d'événement $t\bar{t}$ hadroniques est estimé en combinant cette dernière distribution (obtenue du lot $t\bar{t}$ semi-leptonique) avec la distribution prédite des jets susceptibles de produire un électron (voir figure 4.10).

Les distributions du nombre d'extra-électrons attendu en fonction de l'impulsion transverse pour le lot d'événements $t\bar{t}$ hadroniques sont montrées figure 4.12. Les spectres attendus des électrons venant de jets de b et des jets légers sont montrés séparément. L'accord entre les distributions prédites et mesurées est satisfaisant, étant donné la faible statistique disponible. Une sous-estimation dans la région à basses valeurs d'impulsion transverse est particulièrement visible pour la distribution des électrons venant d'un jet léger. Cependant, la comparaison du nombre d'extra-électrons attendu avec le nombre mesuré montrée table 4.13 confirme la cohérence des résultats issus des prédictions. L'erreur associée au nombre prédit d'électrons est estimée en faisant varier l'ajustement de la distribution de probabilité par la fonction de Landau, dans la limite des barres d'erreurs des paramètres.

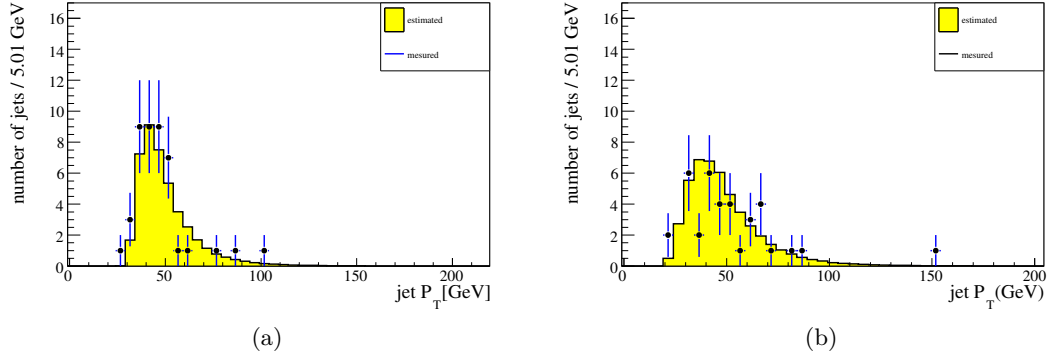


FIGURE 4.10 – Spectre prédit (jaune) et mesuré (pointillé) des jets donnant un extra-électron pour des événements $t\bar{t}$ hadroniques. Les spectres de jets de b (a) et des jets légers (b) sont montrés séparément.

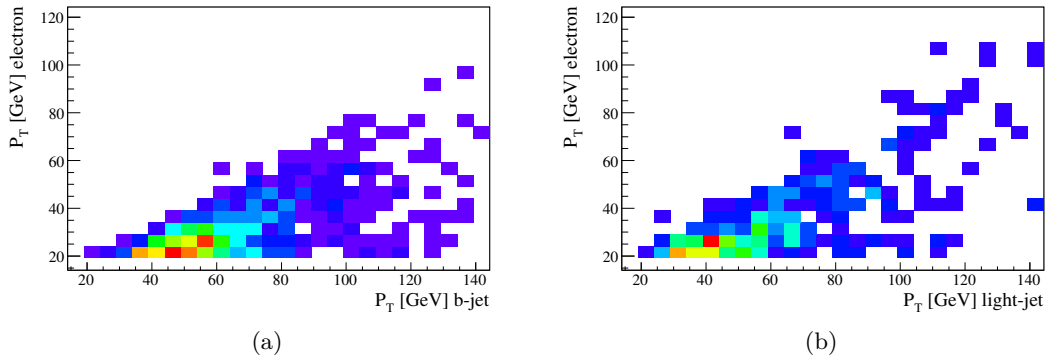


FIGURE 4.11 – Distribution à deux dimensions montrant l'impulsion transverse p_T des extra-électrons en fonction de l'impulsion transverse des jets les ayant produits pour un lot d'événements $t\bar{t}$ semi-leptoniques.

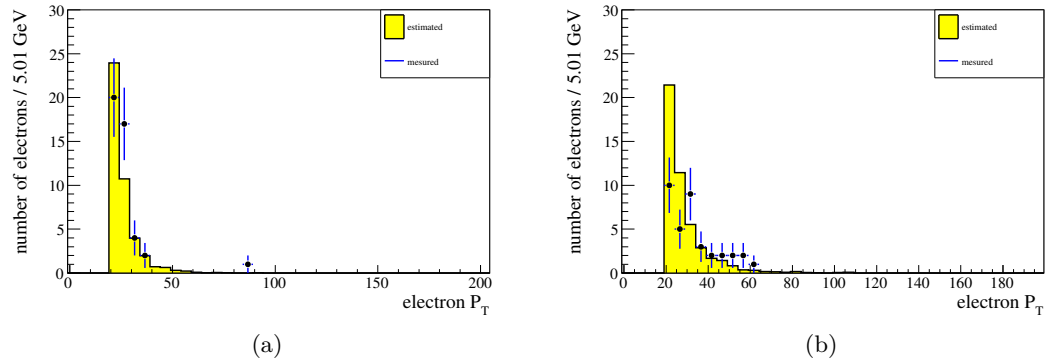


FIGURE 4.12 – Spectre prédit (jaune) et mesuré (pointillé) des extra-électrons produits par un jet pour un lot d'événements $t\bar{t}$ hadroniques. Les spectres des électrons venant des jet de b (a) et des jets légers (b) sont montrés séparément.

4.2. UN CAS D'ÉCOLE : LE TAUX DE FAUX LEPTONS DANS DES ÉVÉNEMENTS MULTI-JETS SIMULÉS

paramètre	pour un jet de b	pour un jet <i>léger</i>	total
prédit	42^{+9}_{-6}	47^{+13}_{-12}	89^{+16}_{-13}
mesuré	44	36	80

TABLE 4.13 – Nombre d’extra-électrons prédits et mesurés pour un lot d’événements $t\bar{t}$ hadroniques. Les résultats sur les électrons venant des jets b et venant des jets légers sont montrés séparément.

4.2.7 Prédiction du taux de production d’extra-électrons pour des événements di-jets

Étant donné les résultats obtenus pour la méthode de prédiction sur des événements $t\bar{t}$ dans le canal hadronique, la même procédure a été appliquée à un lot d’événements di-jets.

La succession des étapes suivies pour prédire le spectre des extra-électrons attendus est identique à celle présentée à la section précédente. Le spectre des jets susceptibles de produire un électron est montré figure 4.13. En le comparant avec le spectre mesuré, il est possible de remarquer que le spectre prédit sous-estime fortement le nombre d’extra-électrons dans le cas des jets de b . Pour les jets *légers*, malgré une sous estimation de la prédiction par rapport à la mesure aux basses valeurs d’impulsion transverse, la forme de la distribution est bien reproduite. Dans ce dernier cas, la statistique disponible est plus importante que pour les jets de b .

Le nombre d’électrons attendu reflète ces désaccords, comme cela est montré figure 4.14 et table 4.14. Celle-ci résume les nombres d’extra-électrons attendus et mesurés dans le lot di-jets.

Étude détaillée du lot d’événements di-jets

Les événements di-jets ont une topologie assez différente des événements $t\bar{t}$. Une des différences vient en particulier du taux attendu de jets de b et de c .

En effet, les événements $t\bar{t}$ sont caractérisés par la présence de deux jets de b issus de la désintégration des quarks top. De plus, une contribution en jet de c est attendue en raison de la désintégration hadronique des bosons W .

Les événements di-jets sont eux surtout caractérisés par la présence de jets issus de l’hadronisation de quarks u et d .

Ces différences peuvent être à la base de la valeur erronée du nombre prédit d’électrons montrée table 4.14.

A titre d’exemple, la figure 4.15 montre les spectres en impulsion transverse des jets de b et des jets *légers* mesurés pour le lot d’événements di-jets comparés aux spectres mesurés pour les événements $t\bar{t}$.

Afin d’essayer de prendre en compte la contribution différente en jets de c des événements di-jets par rapport aux événements $t\bar{t}$, une correction a été apportée aux spectres en impulsion transverse venant des événements $t\bar{t}$ semi-leptoniques utilisés pour les prédictions. La distribution de probabilité pour un jet *léger* de produire un électron (voir figure 4.8(b)) a été ré-estimée, en excluant cette fois-ci la contribution des jets de c du lot de jets sélectionnés. De même, la distribution à deux dimensions nécessaire pour prédire le spectre des extra-électrons attendu (voir figure 4.11(b)) a été refaite dans les mêmes conditions. Les nouvelles prédictions relatives aux jets *légers*, ainsi obtenues sont montrées figure 4.16 et les nombres d’électrons attendus sont donnés table 4.15.

Malheureusement, l’erreur associée au nombre d’électrons attendu est très élevée, l’effet dû aux corrections appliquées (de l’ordre de 5%) n’est presque pas visible.

De plus, les nouvelles extractions montrent un comportement opposé à ce qui était attendu : le nombre d’extra-électrons venant de jets *légers* prédit pour le lot di-jets, semble croître lorsque

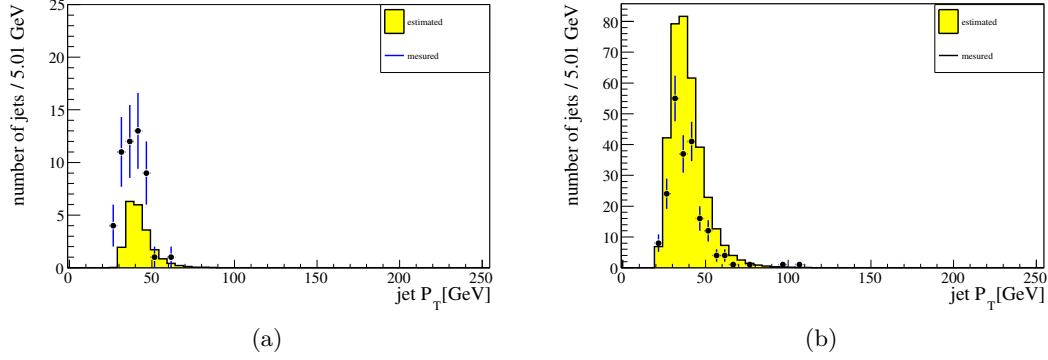


FIGURE 4.13 – Spectre prédit (jaune) et mesuré (pointillé) des jets donnant un extra-électron pour des événements di-jets. Les spectres des jets de b (a) et des jets légers (b) sont montrés séparément.

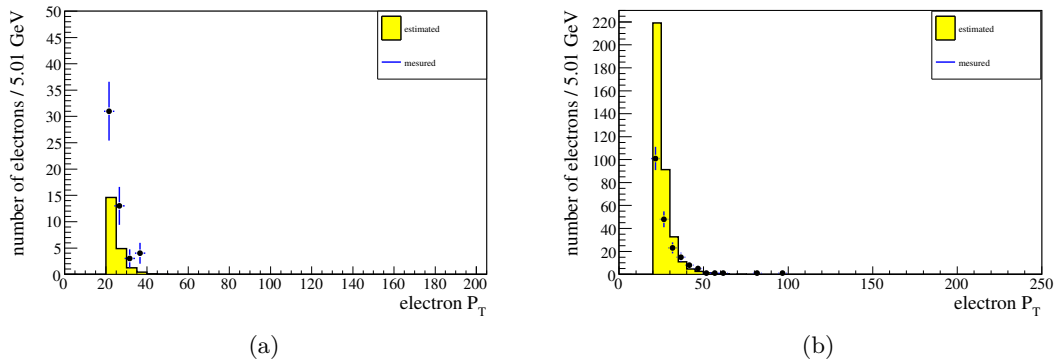


FIGURE 4.14 – Spectre prédit (jaune) et mesuré (pointillé) des extra-électrons en fonction de l'impulsion transverse, pour un lot d'événements di-jets. Les distributions d'impulsion transverse des électrons venant des jets b (a) et des électrons venant des jets légers (b) sont montrées séparément.

paramètres	pour un jet de b	pour un jet léger	total
prédit	21^{+6}_{-4}	364^{+153}_{-131}	385^{+153}_{-131}
mesuré	51	205	256

TABLE 4.14 – Nombre d'extra-électrons prédits et mesurés pour un lot d'événements di-jets. Les résultats relatifs aux électrons venant des jets b et venant des jets légers sont montrés séparément.

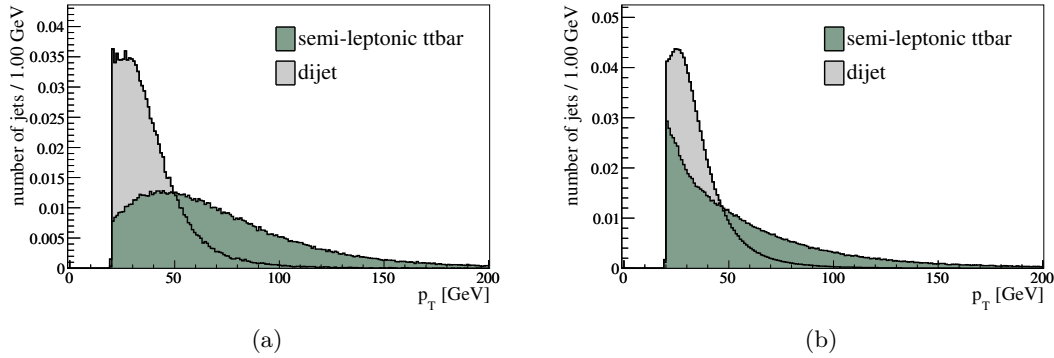


FIGURE 4.15 – Comparaison des spectres en fonction de l'impulsion transverse p_T pour les jets venant du lot $t\bar{t}$ semi-leptonique $t\bar{t}(\mu)$ (sombre) et di-jets (claire).

l'on applique une correction pour mieux tenir compte de la topologie de ces événements. Ce comportement peut s'expliquer à nouveau à l'aide des informations extraites du lot $t\bar{t}$ semi-leptonique.

Le taux de production d'un électron par jet, recalculé en excluant les jets de c est plus élevé que celui de la table 4.14. Cela montre que la probabilité de produire un électron pour un jet de b ou pour un jet de c n'est pas la même. Ce résultat reflète le fait que les électrons venant des jets c sont caractérisés par des valeurs d'impulsions transverses plus basses et donc leur reconstruction est plus difficile. C'est pour cette raison que lorsque l'on exclut la contribution des jets c du lot de jets *légers* sélectionnés, le nombre total de jets baisse de 25%. En revanche, le nombre de jets donnant un extra-électron ne baisse que de 5%.

En conclusion, la méthode de prédiction du taux de production d'électrons par jet, est prometteuse comme cela a été montré par les résultats obtenus sur le lot d'événements $t\bar{t}$ hadroniques. Cependant, lorsque la topologie du lot sur lequel les probabilités sont estimées diffère complètement de celle pour laquelle on souhaite prédire le taux de extra-leptons, des difficultés dues à la physique sous-jacente les processus surgissent. C'est le cas des prédictions obtenues pour les événements di-jets à partir des probabilités estimées sur le lot d'événements $t\bar{t}$. Les prédictions obtenues ne sont pas satisfaisantes.

4.2.8 Courte revue des résultats pour les extra-muons

L'analyse du taux d'extra-leptons pour des événements multi-jets a été menée en parallèle pour les électrons et pour les muons. Les étapes suivies pour les extra-muons sont identiques à celles présentées aux sections précédentes : l'étude détaillée des caractéristiques principales de ces objets au sein d'événements $t\bar{t}(e)$ (classifications, spectres, dépendances de la multiplicité du nombre de jets par événement), puis la mise en place d'une méthode de prédiction du taux pour des événements avec d'autres topologies. Ensuite la méthode a été appliquée aux événements $t\bar{t}$ hadroniques et aux événements di-jets [81].

Cette section propose une courte revue des résultats obtenus sur la classification des extra-muons et des résultats finaux d'extraction du taux d'extra-muons pour des événements di-jets.

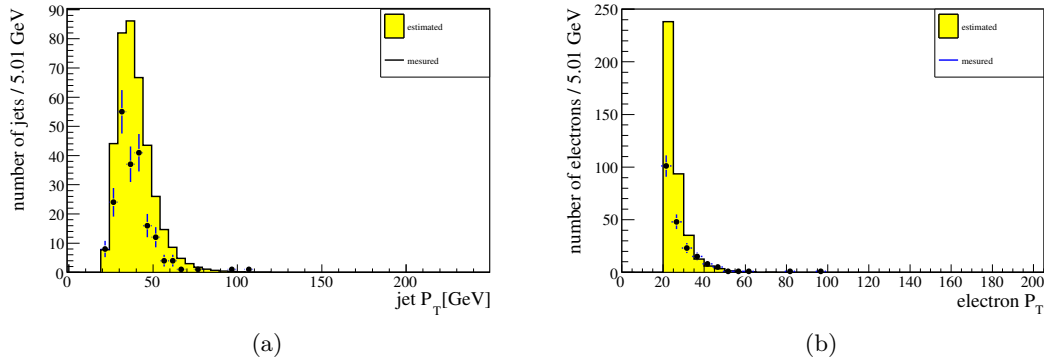


FIGURE 4.16 – (a) Distributions prédite (jaune) et mesurée (pointillé) de l’impulsion transverse p_T des jets légers susceptibles de créer un extra-électron (a) et des extra-électrons alors attendus (b). Les deux distributions sont obtenues pour le lot d’événement di-jets lorsque les spectres venant des événements $t\bar{t}$ ont été refaits en excluant la contribution des quarks c .

paramètres	pour un jet b	pour un jet léger	total
prédit	voir table 4.14	392^{+159}_{-146}	413^{+159}_{-146}
mesuré	voir table 4.14	205	256

TABLE 4.15 – Nombre d’extra-électrons prédits et mesurés pour un lot d’événements di-jet. Les résultats relatifs aux électrons venant des jets de b et venant des jets légers sont montrés séparément. L’estimation des électrons venant des jets légers est faite en excluant la contribution des jets c du lot d’événements $t\bar{t}$ semi-leptoniques.

4.2.8.1 Classification des extra-muons

La classification des extra-muons est faite à l’aide de la vérité de la simulation. Si un vrai muon est trouvé dans la liste des particules vraies, à une distance ΔR inférieure 0.05, le muon reconstruit est un vrai muon, et il est appelé *non-prompt*. Autrement, il est classé comme faux muon.

Pour un lot d’événements $t\bar{t}$ avec 129 867 événements $t\bar{t}(e)$, 630 extra-muons ont été identifiés.

Une fois établi le lien avec le muon vrai, en remontant la liste des particules générées, l’origine des muons *non-prompt* peut être déterminée. Les origines possibles sont : les quarks de b , les quarks de c et les quarks légers. Cette dernière catégorie comprend aussi le cas où c’est un gluon qui est considéré comme à l’origine du muon vrai¹⁰.

L’association des extra-muons avec les jets n’est pas faite car dans plus que le 50% des cas, les muons n’ont pas de jet proche. Cela peut s’expliquer par la cinématique : lorsque un muon est créé par un quark lourd, il emporte une fraction importante de l’impulsion de cette particule. Cela implique que le jet également issu de la désintégration du quark lourd sera caractérisé par une énergie relativement basse, souvent en dessous du seuil imposé par les critères de sélection des jets (voir table 4.2). L’association est donc faite entre le muon vrai et le parton l’ayant généré, à partir de la vérité [81].

La classification ainsi obtenue est montrée table 4.16 si l’application (ou non) du critère d’isolation est faite. Les extra-muons sont produits dans la majorité des cas par la désintégration

10. Un gluon se désintègre en une paire de quark-antiquark, et un de ses produits de désintégration produit un muon.

semi-leptonique des quarks b (plus de 90% des cas). Une faible fraction est observée avec des quarks c . Il faut remarquer que le nombre de faux muons est très faible (quelques pour cent).

Le taux d'extra-muons selon le type de quark est montré table 4.17. Comme pour les extra-électrons, ce chiffre est calculé en considérant le nombre d'extra-muons venant d'un parton b (*légers*) par rapport au nombre total de partons de b (*légers*). Lorsque le critère d'isolation n'est pas appliqué lors de la sélection des extra-muons, le taux d'extra-muons venant des partons *légers* augmente bien plus vite que celui des muons venant des partons b . Cela peut être expliqué par les caractéristiques cinématiques. Les quarks b sont plus lourds que les quarks *légers*. Cela implique que les muons venant des quarks b ont une composante de l'impulsion perpendiculaire à l'axe du méson (p_T^{rel}) plus importante que pour ceux venant des quarks *légers*. En conséquence, les muons venant des partons b peuvent plus s'éloigner de l'axe du méson l'ayant généré, et donc ne pas être sensible au critère d'isolation.

La comparaison des résultats obtenus pour les extra-muons (table 4.17) à ceux obtenus pour les extra-électrons (4.8) met en évidence deux aspects. Le nombre d'extra-muons venant d'un parton b est environ trois fois supérieur à celui observé pour les extra-électrons. La raison peut être recherchée dans les différentes approches adoptées pour la classification de ces objets. L'association des électrons aux jets de b , en fonction de la distance entre les objets reconstruits, peut amener à une surestimation de cette contribution.

L'autre aspect remarquable est le faible nombre de faux muons par rapport au nombre de faux électrons. Cela est strictement lié à la reconstruction. La reconstruction à tort d'un électron par l'association erronée d'un amas avec une trace peut arriver bien plus souvent qu'une fausse identification pour les muons. Cela est encore plus vrai si ces derniers sont reconstruits en utilisant la stratégie *combined muons* qui utilise les informations venant du détecteur interne et du spectromètre, comme dans le cas de cette analyse.

4.2.8.2 Prédiction du taux d'extra-muons pour des événements di-jets

Le spectre en impulsion transverse prédit pour les partons b produisant un muon pour des événements di-jet est montré figure 4.17(a). Le spectre en impulsion transverse prédit pour les muons ainsi produits est montré figure 4.17(b). La table 4.18 montre le résumé du nombre d'extra-muons prédits et mesurés en fonction de leur origine.

L'ensemble de ces résultats montre que l'extrapolation faite pour des muons venant d'un quark de b produit un résultat à la limite de la compatibilité lorsque les événements choisis ont une topologie différente de celle des événements $t\bar{t}$. En revanche, pour les muons venant des quarks *légers*, la table montre que le nombre de leptons prédit est largement sur-estimé, le résultat n'est pas satisfaisant de la même façon qu'il ne l'était pas pour les extra-électrons.

4.2.9 Conclusion

La reconstruction des événements issus des collisions est une procédure complexe qui implique l'utilisation d'un nombre élevé d'algorithmes et de techniques complexes. Les performances atteintes par l'ensemble de ces procédures sont, jour après jour, améliorées grâce à une connaissance de plus en plus approfondie du détecteur ATLAS acquise pendant les premières périodes de prise de données.

A titre d'exemple, une analyse de physique utilisant une partie de ces algorithmes a été présentée même si une partie des choix algorithmiques de l'époque a évolué depuis notamment pour la reconstruction des jets. Cette étude était destinée à l'investigation des caractéristiques et propriétés des leptons isolés et d'impulsion transverse élevée dans des événements multi-jets.

origine	avec critère d'isolation		sans critère d'isolation	
	non-prompt	faux	non-prompt	faux
quark b	583		5358	
quark c	25		372	
quark <i>léger</i> et gluon	15		105	
inconnue		7		253
total	623 (99%)	7 (1%)	5835 (96%)	253 (4%)

TABLE 4.16 – Origine des extra-muons pour des événements $t\bar{t}(e)$, avec et sans critère d'isolation.

Taux d'extra-muons non-prompt $\cdot 10^{-5}$		
origine	avec critère d'isolation	sans critère d'isolation
quark b	277 ± 11	2542 ± 34
quark <i>léger</i>	12 ± 1.9	141 ± 6.5

TABLE 4.17 – Taux d'extra-muons non-prompt en fonction de l'origine du jet. Les résultats sont présentés pour une sélection avec ou sans critère d'isolation.

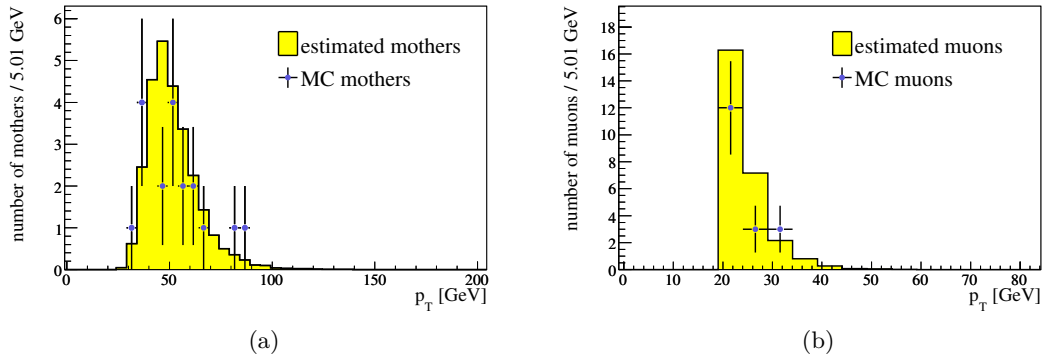


FIGURE 4.17 – (a) Distribution prédite (jaune) et mesurée (pointillé) de l'impulsion transverse p_T des partons b susceptibles de créer un extra-muon (a) et des extra-muons ainsi produits (b). Les deux distributions sont obtenues pour le lot d'événements di-jets.

	pour un quark b	pour un quark <i>léger</i>	total
prédit	149^{+36}_{-30}	275^{+134}_{-101}	424^{+139}_{-105}
mesuré	128	94	222

TABLE 4.18 – Nombre de muons non-prompt prédits et mesurés pour des événements di-jets. Les résultats relatifs aux muons venant des jets b et venant des jets légers sont montrés séparément.

L'étude détaillée de ces particules, appelés extra-leptons, se révèle être une piste intéressante pour réduire le bruit de fond venant des événements QCD.

Toutefois, même si la majorité des extra-électrons et des extra-muons sont produits par des processus de désintégration semi-leptonique des quarks lourds, des cas de mauvaise identification ont été mis en évidence : les faux leptons s'avèrent être bien plus fréquent pour les électrons que pour les muons.

Certaines propriétés des jets ou partons responsables de la génération des extra-leptons ont été sondées et ont mis en évidence une dépendance avec l'impulsion transverse. En revanche, la pseudorapacité ou le nombre de jets par événement, ne semblent pas avoir un rôle déterminant.

La méthode de prédiction du nombre et du spectre d'extra-leptons, est une approche prometteuse pour prédire les caractéristiques des événements multi-jets, tels que les événements QCD bien qu'il faille revoir le calcul de la probabilité qu'un jet produise un extra-lepton en fonction du type d'événements pour lesquels une prédiction veut être obtenue.

Chapitre 5

Calcul de la section efficace inclusive $b \rightarrow e$ en chromodynamique quantique

Pendant les 15 dernières années l'étude du mécanisme de production des quarks b a été un domaine de recherche très intéressant suite au désaccord entre données et théories observé par les expériences au TeVatron. Bien que l'origine de l'incompatibilité entre résultats expérimentaux et prédictions théoriques soit désormais bien comprise, la mesure de la section efficace inclusive de production des quarks b auprès du LHC reste très intéressante. En effet, une telle mesure permet de valider la compréhension des processus QCD à des énergies jamais atteintes auparavant.

Ce chapitre est divisé en deux parties. La première partie présente un état de l'art des prédictions théoriques concernant les calculs de section efficace de production inclusive de leptons. La deuxième partie présente une panoramique des résultats obtenus pour les mesures de production inclusive ou exclusive de leptons venant de la désintégration des quarks b par les expériences du TeVatron et, plus récemment, par les expériences auprès du LHC.

5.1 Des quarks b aux hadrons- b

Auprès des collisionneurs hadroniques comme le LHC ou le TeVatron, les partons interagissant dans le processus dur ne sont pas connus a priori, ni l'énergie qu'ils emportent du hadron initial. Ces quantités sont estimées en termes de probabilité (*Parton Density Functions* ou PDFs) à partir des données expérimentales (voir section 5.2.2.1). Auprès de ces collisionneurs les processus dominants de production des quarks b se font via interaction forte. La contribution à cette production de la part des processus électrofaibles ($W \rightarrow c\bar{b}$ ou $Z \rightarrow b\bar{b}$) est très faible et elle peut être considérée comme négligeable [85].

Trois mécanismes QCD de production de paires $b\bar{b}$ peuvent être distingués à l'ordre des arbres (voir figure 5.1)¹ :

- **création de saveur** : (ou processus direct d'annihilation quark-antiquark) un quark et un anti-quark ou deux gluons, venant des faisceaux, interagissent en donnant une paire $b\bar{b}$. Les deux quarks de l'état final sont ainsi issus du processus primaire.

1. Cette classification des mécanismes de production de paires $b\bar{b}$ n'est pas valable pour des calculs au deuxième ordre perturbatif (appelé *Next-to-leading order* ou NLO) où tous les diagrammes contribuent à la correction à l'ordre α_s^3 [86].

- **excitation de saveur** : un quark de la mer, d’un des deux faisceaux de particules, interagit avec un parton de l’autre faisceau. Dans ce type de processus, seulement un des deux quarks b vient du processus primaire.
- **“splitting de gluons”** : la paire $b\bar{b}$ est produite à partir d’un gluon émis après le processus dur. Dans cette topologie de processus, aucun des deux quarks ne participe au processus primaire.

Une fois que les quarks b et \bar{b} sont produits différentes phases se succèdent, allant jusqu’à la création de hadrons- b et en suite leur désintégration. Dans la suite du chapitre, l’appellation “hadron- b ” est utilisée pour indiquer tous les hadrons contenant un quark b .

Lors de la première phase, les quarks b et \bar{b} peuvent rayonner des gluons secondaires. Ce processus est décrit par la QCD (voir section 1.1.3) et peut être estimé par des calculs perturbatifs. En effet, l’échelle du moment transféré Q^2 , à laquelle ces processus apparaissent, est très grande par rapport à la valeur de Λ_{QCD}^2 et cela implique que la constante de couplage fort α_s est plus petite que l’unité³. Cette phase du processus de production de quarks b est dite *partie perturbative* (pQCD).

À fur et mesure que les deux quarks se séparent, l’échelle d’énergie diminue progressivement et les interactions de couleur entre les deux quarks deviennent de plus en plus importantes. Les gluons, produits des interactions secondaires, commencent à interagir entre eux en créant ainsi une région de densité en énergie de plus en plus élevée. A un certain point, le potentiel d’énergie croît suffisamment pour que la création, à partir du vide, d’autres paires de quarks devienne possible. Les quarks de la nouvelle paire se propagent à leur tour en répétant, en cascade, le même processus que celui dont ils sont issus. Des systèmes de réseaux (amas) de quarks et de gluons sont ainsi formés dont la couleur totale est nulle. Lorsque l’échelle en énergie atteint l’ordre de grandeur de Λ_{QCD} , le processus entre dans le régime *non perturbatif* (npQCD). L’intensité du couplage due à la couleur pour les quarks et les gluons à l’intérieur de l’amas, est ainsi si forte que la transformation en hadrons devient l’évolution naturelle de ces systèmes.

Les produits issus du processus d’hadronisation forment deux jets de particules, en moyenne dans la même direction que les deux quarks b initiaux. Parmi les particules des jets, on retrouve deux hadrons- b , constitués à partir des quarks b et \bar{b} initiaux qu’il est possible d’étiqueter expérimentalement. En effet, la particularité des quarks b , par rapport aux quarks légers, est qu’il est possible de suivre leur évolution, de leur production à leur désintégration. Les quarks b représentent ainsi une sonde unique, pour pouvoir explorer les phénomènes qui interviennent tout au long du processus QCD.

À l’issue du processus d’hadronisation des état excités des hadrons- b peuvent être présents. Ils se désintègrent par interaction forte ou électromagnétique en hadrons b plus légers et en d’autres particules comme des kaons, des pions, ou encore des photons. Comme les échelles de temps de l’interaction forte et de l’interaction électromagnétique sont très courtes, ces désintégrations se produisent en fait au voisinage de l’interaction primaire. La production de ces états excités des hadrons- b est donc partie intégrante de la phase d’hadronisation.

La succession des différentes phases peut être ainsi résumé par :

2. Λ_{QCD} est couramment appelé *échelle QCD*. Λ_{QCD} peut être vu comme une paramétrisation, invariante par groupe de renormalisation, de l’échelle à laquelle un processus atteint le régime non-perturbatif [87].

3. $\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{b_0 \ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)}$, où b_0 est le coefficient au premier ordre (LO) de la fonction *beta* (β), qui décrit la dépendance en énergie de la constante de couplage α_s ($\beta(\alpha_s) = Q^2 \frac{\partial \alpha_s}{\partial Q^2}$).

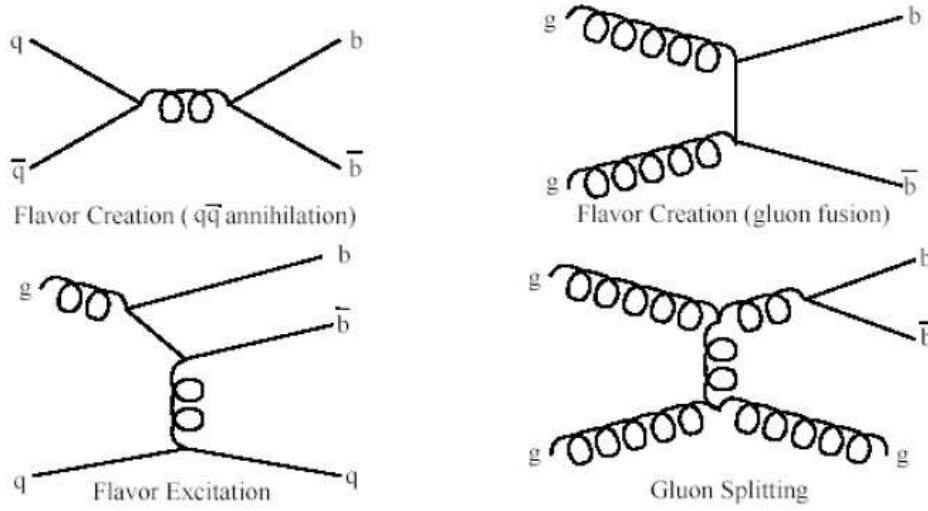


FIGURE 5.1 – Diagrammes de Feynman à l'ordre des arbres des processus dominants de production des quarks b auprès des collisionneurs hadroniques.

$$pp \xrightarrow[\text{production}]{PDFs+pQCD} b\bar{b} \xrightarrow[pQCD+npQCD]{\text{hadronisation}} H_b \xrightarrow[\text{Decay}]{\text{}} e + X$$

Le processus de désintégration d'un hadron- b est supposé ici être semi-leptonique en électron afin de se situer dans le cadre de l'analyse qui est présentée au chapitre 6.

Un schéma résumant le chemin suivi par les quarks b de leur production à la création des hadrons- b , jusqu'à la désintégration en particules de l'état final, est proposé figure 5.2.

La partie perturbative du processus (voir section 5.2.1) peut être obtenue par les calculs théoriques, ou bien en utilisant des générateurs d'événements simulés. La partie non perturbative (voir section 5.2.2), étant non calculable, peut être estimée par extraction des données, ou pour ce qui concerne le processus d'hadronisation elle peut être estimée à l'aide de modèles phénoménologiques qui sont inclus ensuite dans la simulation.

Il est important de remarquer que la frontière entre partie perturbative et non perturbative est arbitraire. En effet, elle dépend de la façon dont la partie perturbative est obtenue, et en particulier de l'ordre perturbatif du développement des calculs théoriques ou du générateur d'événements simulés utilisé.

Le calcul de la section efficace

Grâce au *théorème de factorisation* [88] le calcul de section efficace peut être divisé en deux parties indépendantes : une décrivant les processus à courte distance (section efficace du processus dur) et l'autre décrivant les processus à longue distance (PDFs et hadronisation). La section efficace différentielle pour un observable, comme par exemple l'impulsion transverse (p_T) du hadron- b de l'état final, lors d'une collision entre un hadron A et un hadron- b , avec l'énergie s dans le centre de masse, peut ainsi s'écrire :

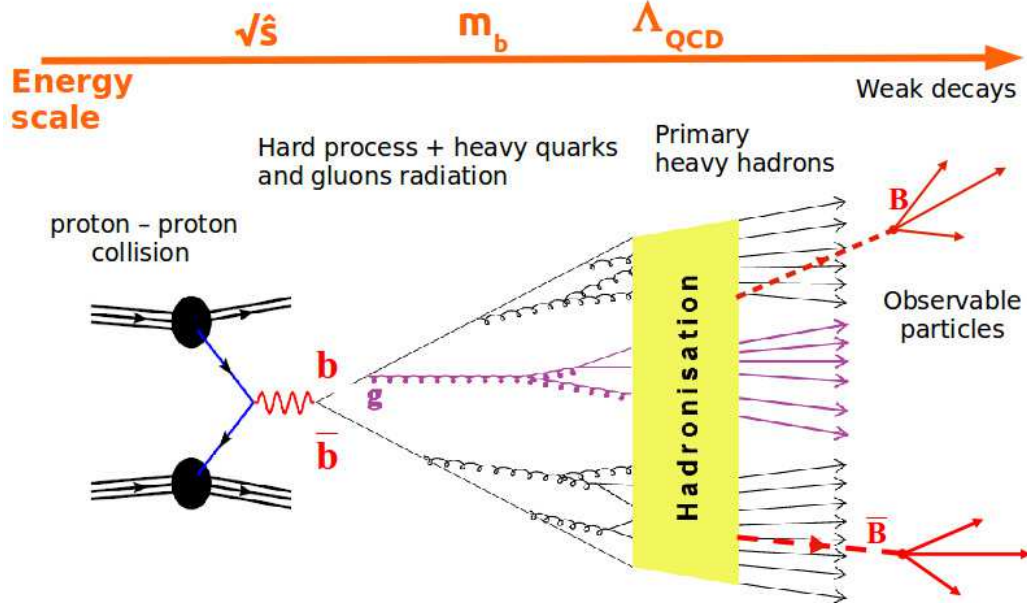


FIGURE 5.2 – Schéma du processus de production de quarks b , de leur hadronisation et de désintégration.

$$\frac{d\sigma}{dp_T}(\sqrt{s}) = \sum_{a,b=g,q,\bar{q}} \int_0^1 dx_a dx_b \sum_F \int d\phi_F f_{a/A}(x_a, \mu_F) f_{b/B}(x_b, \mu_F) \frac{d\hat{\sigma}_{a+b \rightarrow F}(\hat{s}, \alpha_s, \mu_R, \mu_F, m_q)}{d\hat{p}_T} \times D_F(\hat{p}_T \rightarrow p_T, \mu_F)$$

où :

- $\sum_{a,b}$ permet de prendre en compte tous les partons constituant les hadrons initiaux A et B ;
- \sum_F permet de prendre en compte tout les états finaux possibles ;
- x_a et x_b sont les fractions d'énergie emportées respectivement par le parton a du hadron A et par le parton b du hadron B ;
- $f_{a/A}(x_a, \mu_F^2)$ et $f_{b/B}(x_b, \mu_F^2)$ sont les fonctions de densité partonique (appelés PDFs pour *parton density functions*) donnant la probabilité de trouver un parton a (resp. b) avec x_a (resp. x_b) ;
- μ_R et μ_F sont respectivement les échelles de renormalisation et factorisation ;
- $\hat{s} = sx_a x_b$ est l'énergie au carré dans le centre de masse du système des partons a et b ;
- $\hat{\sigma}_{a+b \rightarrow q\bar{q}}$ est la section efficace du processus dur entre les partons a et b ;

- D_F est la fonction de fragmentation qui paramètre la transition entre les partons issus du processus dur et les hadrons de l'état final qui se désintègrent par interaction faible.

L'échelle de factorisation μ_F détermine la frontière en énergie entre les phénomènes à courte distance qui peuvent être déterminés par un calcul perturbatif et les phénomènes à longue distance qui représentent la partie non-perturbative du processus (PDFs et hadronisation). Le fait que les calculs perturbatifs ne soient menés que jusqu'à un certain ordre, introduit une dépendance de la section efficace en fonction du choix des échelles, de factorisation μ_F ou de renormalisation μ_R . Généralement, le choix de $\mu \sim \mu_F \sim \mu_R \sim Q$ s'impose car cela permet de s'affranchir des termes logarithmiques du type $\ln(Q^2/\mu^2)$ qui autrement pourraient amener à des divergences.

5.2 Prédiction théoriques

Cette section présente l'état de l'art des méthodes possibles pour décrire et prédire théoriquement l'ensemble des phénomènes que, à partir des collisions proton-proton, amènent d'abord à la production des quarks b jusqu'à la formation des hadrons- b .

Grâce au résultat du théorème de factorisation, les méthodes relatives à la prédiction de la composante perturbative et de la composante non perturbative sont traitées séparément. Le traitement perturbatif (voir section 5.2.1) peut être décrit par le calcul exact des éléments de matrice ou par la modélisation de la cascade partonique dans le cadre de la simulation. Le traitement non perturbatif (voir section 5.2.2) comprend l'estimation en termes de densité de probabilité qu'un parton du hadron initial intervienne dans le processus dur et la description du processus d'hadronisation. Ce dernier est décrit par la fonction de fragmentation qui paramètre la fraction d'énergie importée par le hadron- b par rapport au quark- b initial.

À la fin de la section une méthode plus récente de prédiction est présentée en raison du rôle central qu'elle joue dans la comparaison des résultats expérimentaux aux prédictions théoriques présentée au chapitre 6.

5.2.1 Traitement perturbatif

La partie perturbative du processus, déterminée par le domaine d'énergies auxquelles a lieu le processus dur, concerne le processus dur même et l'émission de gluons secondaires par interaction forte. Le développement de cette cascade de particules secondaires peut être décrit à l'aide d'un calcul perturbatif ($\alpha_s \ll 1$) des grandeurs concernées. Toutefois, des simulations peuvent être également utilisées pour lesquelles l'émission des gluons secondaires (*cascade partonique*) est estimée en termes de probabilité à partir du calcul perturbatif.

5.2.1.1 Les calculs QCD théoriques

Les observables physiques en QCD peuvent être prédites de façon analytique en utilisant un développement perturbatif de l'observable elle-même, en fonction de la constante de couplage α_s . Même si idéalement ces calculs peuvent être développés à n'importe quel ordre, en pratique les corrections ne sont calculées qu'à un certain ordre n , en fonction de la précision recherchée. L'ordre le plus bas, ou ordre des arbres est couramment appelé *Leading Order* (LO).

Les calculs au deuxième ordre perturbatif (NLO) ont été développés dans le cadre de la production des saveurs lourdes [89, 90, 91, 92]. Ces calculs se basent sur le fait que la masse du quark peut être utilisée comme un *cut-off*, c'est à dire une limite, du développement dans la

région de l'infrarouge ($Q^2 \rightarrow 0$), où des singularités dues aux radiations de particules colinéaires apparaissent. De cette manière, la section efficace peut être écrite comme un développement perturbatif en fonction de la constante de couplage α_s évaluée à des valeurs proches de la masse m du quark. Cette approche ne reste toutefois valable que pour les cas où la masse du quark est la seule échelle significative du calcul posé.

L'expression de la section efficace à l'ordre NLO s'écrit alors de façon schématique :

$$\frac{d\sigma}{dp_T^2} = A(m)\alpha_S^2(\mu_R) + B(m)\alpha_S^3(\mu_R) + \mathcal{O}(\alpha_S^4(\mu_R)) \quad (5.1)$$

Dans le cas où l'impulsion transverse du quark est beaucoup plus grande que sa masse, des termes logarithmiques en fonction du rapport entre l'impulsion transverse et la masse (p_T/m) apparaissent. Et cela même si les échelles de renormalisation μ_R et de factorisation μ_F sont bien choisies à la valeur de la masse du quark ou de son impulsion transverse. Cela est dû au fait que si $p_T \gg m$, il n'est plus possible de définir une seule échelle caractéristique du problème car toutes les impulsions entre m et p_T sont également impliquées dans le calcul.

Les termes logarithmiques sont de la forme $\alpha_S^n(\alpha_S \log(p_T/m))^k$ où k et n sont des entiers naturels et la valeur de n donne l'ordre de développement du calcul perturbatif ($n = 2$ est terme dit *leading-log* (ou LL), $n = 3$ est dit *next-to-leading-log* (ou NLL), etc ...).

L'expression de la section efficace à l'ordre NLO (équation 5.1) après resommation⁴ des termes logarithmiques à l'ordre NLL prend finalement la forme :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dp_T^2} = & \alpha_S^2 \sum_{i=0}^{\infty} a_i(\alpha_s \log(\mu/m))^i + \alpha_S^3(\mu_R) \sum_{i=0}^{\infty} b_i(\alpha_s \log(\mu/m))^i \\ & + \mathcal{O}(\alpha_S^4(\alpha_s \log(\mu/m))^i) + \mathcal{O}(\alpha_S^2 \times PST) \end{aligned} \quad (5.2)$$

où a_i et b_i sont les coefficients dépendent de l'énergie dans le centre de masse \sqrt{s} , de l'impulsion transverse p_T et de l'échelle de renormalisation μ , qui ne contiennent pas de termes logarithmiques divergeant. De plus, la constante de couplage α_s est fonction de l'échelle μ choisie ($\alpha_s = \alpha_s(\mu)$) où $\mu = \mu_R = \mu_F \sim p_T$ et les termes dits *PST* sont des termes tendant vers zéro car en fonction du rapport m/p_T .

Les prédictions théoriques à l'ordre NLO et NLO+NLL ont été confrontés entre elles ainsi qu'à différents résultats expérimentaux. Un résumé historique des résultats expérimentaux obtenus au cours des quinze dernières années est présenté section 5.3.

5.2.1.2 La cascade partonique

La cascade partonique concerne l'émission des quarks ou gluons par les partons issus du processus dur. Cette cascade est un processus récursif, qui consiste en la création de partons de moins en moins énergétiques jusqu'à ce que leur énergie soit de l'ordre du Λ_{QCD} . Une fois ces énergies atteintes, l'approche perturbative n'est plus valable et le système doit être décrit par les fonctions de densités de partons dans l'état initial ou par des modèles d'hadronisation dans l'état final (voir section 5.2.2.4).

Dans le cadre de la simulation les calculs relatifs à un état de n partons se basent sur la possibilité de décrire de manière dynamique la partition d'une particule mère en deux particules filles. En effet, les processus de base, intervenant dans la cascade partonique sont : $q \rightarrow qg$,

4. La resommation consiste à sommer des termes potentiellement divergents qui apparaissent dans le développement perturbatif d'une quantité physique (par exemple la section efficace) [93].

$g \rightarrow gg$ et $g \rightarrow q\bar{q}$. La cinématique des partitions successives est exprimée en fonction de deux variables : l'échelle Q^2 à laquelle la désintégration a lieu, et la fraction d'énergie emportée par chacun des partons : x et $1 - x$. La cascade partonique peut être alors simulée en utilisant la probabilité de désintégration d'un parton en fonction de son énergie qui va décroître au cours du temps. La probabilité différentielle $d\mathcal{P}$ pour un parton de se désintégrer en deux particules :

$$d\mathcal{P}_a = \sum_{b,c} \frac{\alpha_S(Q^2)}{2\pi} P_{a \rightarrow b,c}(x) dx dt \quad \text{avec } t = \ln \left(\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2} \right) \quad (5.3)$$

$P_{a \rightarrow b,c}(z)$ sont des fonctions connues sous le nom de *splitting kernels* de Altarelli-Parisi [94]. Cette approche, pour simuler la cascade partonique, est utilisée par de nombreux générateurs d'événements. Des corrections à cette méthode peuvent être aussi implémentées par des générateurs tels que PYTHIA [83] ou HERWIG [95] afin de tenir compte des interférences entre les processus de base de désintégration de la particule mère, qui autrement seraient négligés.

Une représentation schématique de la cascade partonique est présentée figure 5.3.

5.2.2 Traitement non-perturbatif

Le régime non perturbatif intervient dans deux parties du calcul de section efficace lors de collisions hadroniques : pour définir l'état initial grâce aux PDFs, et lors du processus d'hadronisation. Les densités de probabilité sont extraites des données, tandis que la fonction de fragmentation peut être également estimée à partir des modèles phénoménologiques, contrôlés par les données.

5.2.2.1 Les fonctions de densité des partons (PDFs)

Les fonctions de densité des partons décrivent la structure du hadron initial. Elles peuvent être interprétées comme la probabilité qu'un quark possède une certaine fraction de l'impulsion totale du hadron initial. Cette probabilité, à cause de l'interaction entre les partons eux-mêmes, dépend de l'échelle spatiale et donc de l'énergie à laquelle l'interaction a lieu. De plus, ces fonctions sont universelles car elles ne dépendent que du nucléon et du parton considérés. Elles sont déterminées à partir d'un ensemble de données expérimentales (généralement collectées par des expériences de diffusion profondément inélastique) contraignant la densité des partons, pour différents domaines cinématiques. La détermination de ces fonctions se base sur une paramétrisation en fonction de la fraction d'énergie prise au nucléon par le parton (x) à une énergie donnée Q^2 . De nombreuses paramétrisations des fonctions partoniques existent : les principales sont celles déterminées par les groupes de travail CTEQ [96] et MSTW [97]. L'estimation des fonctions de densité des partons, peuvent être obtenues en utilisant les équations d'évolution DGLAP [98, 99, 100], à toutes les énergies :

$$\mu_F^2 \frac{df_{i/p}(x, \mu_F)}{d\mu_F^2} = \sum_{j=g,u,\bar{u},d,\bar{d},\dots} \int_x^1 \frac{dy}{y} P_{i \rightarrow j}\left(\frac{x}{y}, \alpha_S(\mu_F)\right) f_{j/p}(y, \mu_F) \quad (5.4)$$

où $f_{i/p}$ est la fonction de densité du parton i dans le proton ; x est la fraction d'énergie emportée par le parton i ; y est la fraction d'énergie restante sur laquelle est effectuée l'intégrale, c'est pourquoi elle varie entre x et 1 ; les $P_{i \rightarrow j}(x, \alpha_s(Q^2))$ sont les fonctions *splitting kernels* de Altarelli-Parisi, utilisées également lors de la description de la gerbe partonique. La figure 5.4 montre un exemple de l'évolution des fonctions de densité de partons pour des énergies $Q = 2 \text{ GeV}$ et $Q = 100 \text{ GeV}$.

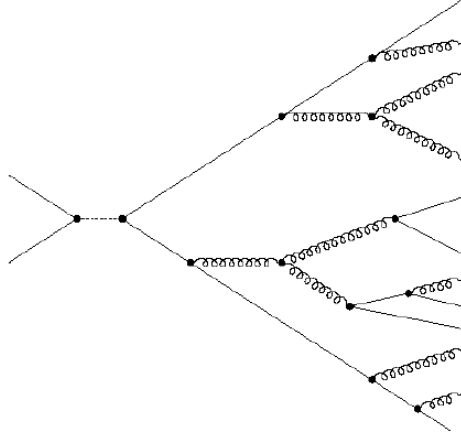


FIGURE 5.3 – Schéma de la cascade partonique.

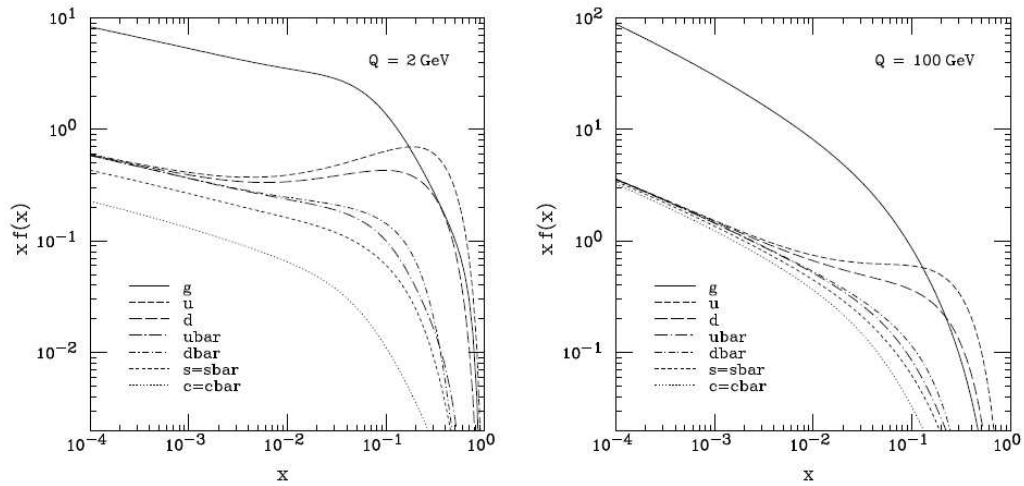


FIGURE 5.4 – Exemple de l'évolution des fonctions de densité de partons pour des énergies $Q = 2$ et 100 GeV en fonction de la fraction d'énergie x emportée par le parton (CTEQ6M [101]).

5.2.2.2 Les modèles phénoménologiques

Il existe plusieurs modèles phénoménologiques qui tentent de paramétrer la fraction d'une quantité cinématique du hadron H par rapport à la même quantité du quark initial. Certains de ces modèles choisissent une paramétrisation en fonction de la variable z définie comme :

$$z = \frac{(E + p_{\parallel})_{\text{hadron}}}{(E + p)_{\text{quark}}} \quad (5.5)$$

où p_{\parallel} est l'impulsion du hadron parallèle à la direction du quark, et $(E + p)_{\text{quark}}$ est la somme de l'énergie et de l'impulsion du quark, tout de suite avant la fragmentation.

A l'aide de cette variable, la fonction de fragmentation peut être écrite en terme de probabilité qu'un hadron H soit généré avec une certaine valeur de z par un quark q . Cette densité de probabilité est couramment notée $D_q^H(z)$.

Il faut remarquer que la fraction z n'est pas une observable physique et donc ni elle ni la densité de probabilité $D_q^H(z)$ ne sont accessibles directement aux mesures expérimentales. Toutefois, l'énergie du hadron H peut également être écrite en fonction de la variable x_E qui exprime l'énergie du hadron normalisée à l'énergie du quark. Dans le cas de processus $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$, qui offrent l'environnement idéal pour l'étude des fonction de fragmentation (voir section 5.2.2.3), l'énergie du quark correspond à l'énergie du faisceau ($\sqrt{s}/2$) :

$$x_E = \frac{E_{\text{hadron}}}{E_{\text{quark}}} = \frac{2E_{\text{hadron}}}{\sqrt{s}} = \frac{E_{\text{hadron}}}{E_{\text{beam}}} \quad (5.6)$$

Il existe plusieurs paramétrisations de la fonction de fragmentation $D_b^H(z)$ que l'on retrouve dans les générateurs d'événements simulés, certaines issus de modèles phénoménologiques (Peterson *et al.* [102], Collins et Spiller [103], Kartvelishvili *et al.* [104]), certains basés sur des modèles d'hadronisation issus de modèles de cordes (Lund *et al.* [105, 106] et Bowler [107]). Quelle que soit la méthode choisie, les paramètres utilisés peuvent être déterminés grâce à un ajustement entre données et prédictions de la dépendance en x_E de la fonction de fragmentation.

5.2.2.3 Extractions à partir des données

En se basant sur le résultat du théorème de factorisation, l'hypothèse est faite que la fonction de fragmentation ne dépend pas de l'état initial, c'est à dire de l'environnement expérimental : collisionneurs e^+e^- ⁵ ou hadroniques. Cette hypothèse reste valable aussi après les récentes mesures expérimentales concernant la fraction de production de hadrons- b [108].

Dans un collisionneur e^+e^- , l'état initial est très bien défini et l'environnement est très propre. Dans le cas des processus $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$, l'énergie initiale des quarks est l'énergie des faisceaux. C'est pour ces raisons que les collisionneurs e^+e^- représentent l'environnement idéal pour les études des fonctions de fragmentation des quarks. En effet auprès de ces collisionneurs, les observables d'intérêt, comme par exemple la fraction d'énergie qu'emporte le hadron- b par rapport à l'énergie du quark lors de sa création, peuvent être mesurées très précisément. En conséquence, en connaissant la partie perturbative par l'approche calculatoire ou de la simulation, il est possible d'extraire la partie non perturbative du processus.

En conséquence de l'hypothèse posée, la partie non perturbative peut être extraite des résultats expérimentaux obtenus auprès d'un collisionneur e^+e^- et, ensuite, être utilisée pour prédire la fonction de fragmentation des quarks produits auprès de collisionneurs hadroniques.

5. Un exemple de collisionneur e^+e^- est le LEP, ancien accélérateur du CERN.

La dépendance en x_E de la partie non perturbative des processus peut également être extraite des données indépendamment de tout modèle phénoménologique. La comparaison des prédictions avec les mesures expérimentales se fait en connectant les parties perturbatives (D_{pert}) et non-perturbatives ($D_{non-pert}$) du processus en fonction de x_E , selon la formule :

$$D_{meas}(x_E) = \int_0^1 D_{pert}(x) \times D_{non-pert}\left(\frac{x_E}{x}\right) \frac{dx}{x} \quad (5.7)$$

où $D_{meas}(x_E)$ est extrait par un ajustement de la distribution des données. En utilisant la transformée de Mellin [109] pour chaque terme ci-dessus, l'équation 5.7 peut se réécrire comme un simple produit :

$$\tilde{D}_{meas}(N) = \tilde{D}_{pert}(N) \times \tilde{D}_{non-pert}(N) \quad (5.8)$$

où N est par définition un nombre complexe⁶. De cette manière, la fonction non-perturbative $\tilde{D}_{non-pert}(x_E)$ peut être extraite en appliquant la transformée de Mellin inverse, si $\tilde{D}_{meas}(N)$ et $\tilde{D}_{pert}(N)$ sont connues. L'extraction de la partie non perturbative $D_{non-pert}(x)$ se fait en appliquant la transformée de Mellin inverse [110] :

$$D_{non-pert}(x) = \frac{1}{2\pi i} \oint dN \frac{\tilde{D}_{meas}(N)}{\tilde{D}_{pert}(N)} x^{-N} \quad (5.9)$$

où l'intégration est faite dans le plan complexe. Cette approche permet de se défaire de toute dépendance vis-à-vis des modèles phénoménologiques.

Les résultats publiés récemment par la collaboration DELPHI relatifs à l'étude de la fonction de fragmentation des quark b utilisent cette méthode [111]. La figure 5.8(a) montre une comparaison de différentes estimations de la fonction de fragmentation venant de cette étude récente. L'extraction réalisée à partir des données est comparée aux résultats obtenus à l'aide de différents modèles phénoménologiques. Pour ces derniers, les paramètres ont été choisis de façon à obtenir la meilleure prédiction possible.

5.2.2.4 L'hadronisation

Le calcul de la phase d'hadronisation par un générateur d'événements simulés est fait à l'aide de modèles phénoménologiques. Des approches différentes existent selon la façon dont les gluons créés pendant la phase perturbative du processus d'hadronisation sont traités dans la suite. Les différences sont en fonction de la façon dont les partons interagissent pendant la création des hadrons (s'ils interagissent), ou encore du nombre de type de hadrons créés, ainsi que de la valeur de l'impulsion. Les deux modèles les plus communément utilisés par les générateurs d'événements simulés sont l'*hadronisation par amas* implémentée dans HERWIG et l'*hadronisation à l'aide du modèle de cordes* implémentée dans PYTHIA. Ces deux différents types d'hadronisation sont présentés ci dessous et un schéma descriptif est montré figure 5.5.

- **Hadronisation par amas :** Cette modélisation se base sur une des propriétés du pré-confinement [112] de la QCD perturbative. Les différentes étapes sont schématisées figure 5.6. Les particules formant un singlet de couleur restent proches dans l'espace de phase, ainsi les gluons sortant de la phase de cascade partonique sont regroupés en paires

6. Bien que N soit défini dans le plan complexe, s'il s'agit d'un entier supérieur à 2, alors $\tilde{D}(N)$ correspond au N -ième moment de la distribution initiale en fonction de x_E . Cette propriété de la transformée de Mellin est exploitée par exemple par la méthode FONLL (voir section 5.2.3).

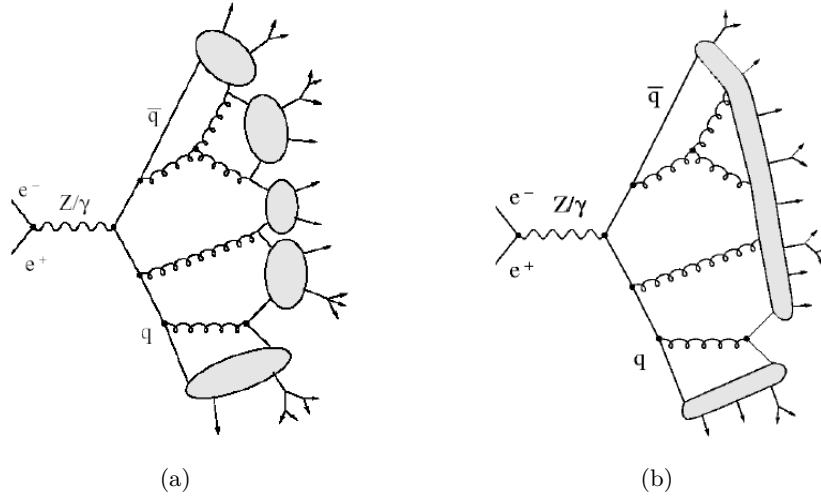


FIGURE 5.5 – Exemple d'hadronisation : (a) par amas, (b) par corde.

quark-antiquark (voir figures 5.6(a) et (b)). La recombinaison des paires quark-antiquark connectés par la couleur engendre la formation d'amas qui, à leur tour, vont former de nouveaux singlets de couleur (voir figure 5.6(c)). Les amas ainsi formés se désintègrent ensuite selon l'espace de phase disponible, la densité des états et la dégénérescence des spins des hadrons.

Ce modèle d'hadronisation est par exemple utilisé par le générateur HERWIG [95].

- **Hadronisation à l'aide de cordes :** Ce modèle se base sur l'idée que les quarks sont reliés entre eux par des lignes de force dues à l'interaction forte. Ces lignes de force sont assimilées à des cordes dont le diamètre est typiquement d'environ 1 fm et qui sont soumises à une tension de l'ordre $k \approx 1 \text{ GeV/fm}$. Puisque les quarks générés par la cascade

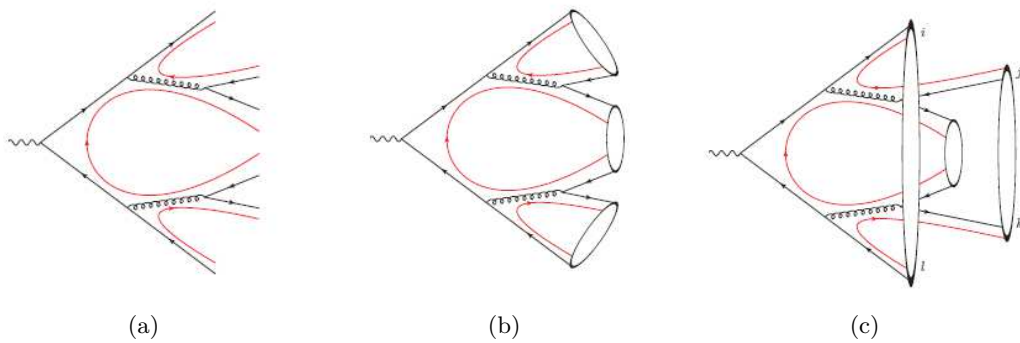


FIGURE 5.6 – Schémas de l'évolution de l'hadronisation par amas : production de paires des quarks (a), combinaison des paires selon la couleur (b), recombinaison des paires selon la couleur et création des amas (c).

partonique ont tendance à s'éloigner les uns des autres, la corde se tend et l'énergie de la corde augmente telle que :

$$E(d) \propto kd \quad (5.10)$$

où d est la longueur de la corde, c'est à dire la distance entre le quark et l'antiquark qui sont situés aux extrémités de celle-ci. Si une paire $q\bar{q}$ ayant la même couleur que les quarks aux extrémités de la corde est générée par les fluctuations du vide et pour l'énergie de la corde $E(d)$, la corde se brise en deux parties. Ce processus se répète ainsi jusqu'à ce que la longueur des segments de la corde initiale ne soit plus suffisante pour transformer une paire $q\bar{q}$ virtuelle en paire réelle.

La probabilité que la corde initiale se brise est estimée par la loi de l'aire de Wilson [113] :

$$\frac{d\mathcal{P}}{dA} = P_0 e^{-P_0 A} \quad (5.11)$$

où P_0 est la probabilité qu'une paire $q\bar{q}$ soit créée le long de la corde par unité de temps et de longueur⁷ et où A est l'aire dans l'espace-temps délimitée par le cône de lumière ayant pour début la création précédente de paire $q\bar{q}$ jusqu'au moment de la création d'une nouvelle paire. Cette loi exprime la suppression exponentielle de la probabilité pour une longue corde d'évoluer longtemps sans se briser. En effet la probabilité que la corde se brise est proportionnelle à la probabilité que la corde ne se soit pas brisée dans l'arrière de son cône de lumière. Une représentation schématique de l'hadronisation à l'aide de cordes est présentée figure 5.7.

Les quarks créés par la rupture des cordes se combinent avec les quarks déjà existants pour former des hadrons.

Ce modèle d'hadronisation est, par exemple, utilisé par le générateur PYTHIA [83].

5.2.3 La méthode FONLL

La méthode FONLL est une méthode, développée à la fin des années 1990 [114], qui a amené d'importantes améliorations aux prédictions théoriques relatives aux mesures de section efficace

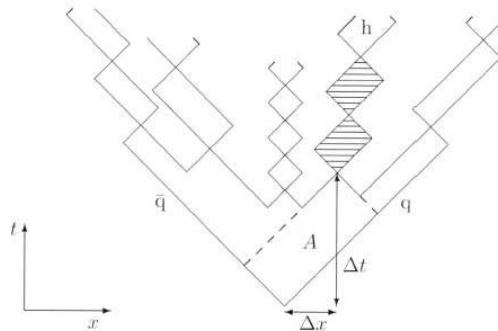


FIGURE 5.7 – Hadronisation à l'aide de modèles de cordes : schéma de l'évolution spatio-temporelle d'une corde lors de sa séparation en différents hadrons.

7. La probabilité P_0 est supposé constante le long de la corde, puisque la corde est supposé être homogène.

de production de quarks lourds. Une courte revue des résultats concernant cette mesure obtenus par différentes expériences, au cours des quinze dernières années est présentée section 5.3. On y verra que lors des premières mesures réalisées par les expériences auprès du TeVatron un excès du rapport *données/théorie* fut observé. La méthode FONLL et les améliorations qu'elle apporta aux prédictions théoriques avec d'autres développements (PDFs, fonctions de fragmentation), permirent de réduire cet excès jusqu'à atteindre la compatibilité entre les prédictions théoriques et les données.

La méthode FONLL consiste en l'estimation de la composante perturbative par un calcul fixé à l'ordre NLO (**F**ixed **O**rdre) avec resommation des termes logarithmiques à l'ordre *next-to-leading log* (**NLL**). Cela permet d'inclure dans la partie perturbative certains effets, ayant une contribution positive à la section efficace, qui sont négligés par le simple développement à l'ordre NLO.

Toutefois la méthode FONLL n'a pas amélioré uniquement l'estimation de la partie perturbative. Elle a également apporté des améliorations remarquables à la méthode d'estimation de la fonction de fragmentation à partir des données.

L'approche adoptée par la méthode FONLL pour l'extraction de la partie non perturbative du processus QCD, comme la méthode présentée section 5.2.2.3, exploite les propriétés offertes par les transformées de Mellin. En particulier, le fait que pour N entier et supérieur à deux, la transformée coïncide avec le N -ième moment de la fonction (voir équation 5.12) joue un rôle central pour la méthode.

$$\tilde{D}(N) = \int_0^1 dx x^{N-1} D(x) \quad (5.12)$$

La méthode d'estimation de la partie non-perturbative du processus de production des quarks lourds proposée par l'approche FONLL utilise le fait que, la connaissance de la totalité du spectre de la fonction de fragmentation n'est pas indispensable. Seule l'estimation des moments est nécessaire pour estimer la section efficace totale.

En effet, pour les sections efficaces ayant une décroissance rapide en fonction de l'impulsion transverse du parton \hat{p}_T , le comportement de la section efficace partonique $\frac{d\sigma}{d\hat{p}_T}$ en fonction de cette grandeur peut être approximée par une loi de puissance :

$$\frac{d\sigma}{d\hat{p}_T} \sim \frac{1}{\hat{p}_T^N} \quad (5.13)$$

où généralement $N \sim 4$ ou 5 . L'application de la transformée de Mellin permet de simplifier le produit de convolution entre la partie perturbative et la partie non-perturbative par un simple produit :

$$\frac{d\sigma}{dp_T} \sim \int \frac{dz}{z} \left(\frac{z}{\hat{p}_T}\right)^N f(z) = f_N \frac{d\sigma}{d\hat{p}_T} \quad (5.14)$$

où $f(z)$ est la fonction de fragmentation en fonction de la variable z définie auparavant et f_N le N -ième moment de cette fonction de fragmentation. La section efficace hadronique peut être ainsi estimée par la pondération de la section efficace partonique par la valeur de l' N -ième moment de la fonction de fragmentation.

L'estimation de la valeur du N -ième moment se fait en utilisant une forme fonctionnelle à un seul paramètre dont la valeur est ajustée à la valeur du N -ième moment obtenu des données, pour un certain N choisi. La valeur de N est normalement comprise entre 3 et 5, valeur correspondant au domaine en impulsion transverse, p_T , couramment étudié [115].

La figure 5.8(b) montre les moments calculés pour l'observable $x_E = E_B/\sqrt{s}$, dans le cadre des désintégration des mésons- b via interaction faible publiés par la collaboration ALEPH. Les quatre courbes comparées aux données sont obtenues en utilisant la même estimation NLL de la partie perturbative. La figure montre, par exemple, que la prédiction utilisant le modèle phénoménologique de Peterson ($\epsilon = 0.006$, ligne pointillé) sous estime même les moments aux ordres les plus bas. La ligne en trait plein montre l'ajustement à l'ordre $N = 2$ de la forme fonctionnelle utilisée par la méthode FONLL.

Pour que l'ensemble des étapes de la méthode FONLL soit cohérent et donne des prédictions valables, il faut imposer la contrainte que l'ensemble des paramètres et échelles du problème utilisés lors du développement perturbatif, soient exactement les mêmes que ceux utilisés lors de l'extraction de la fonction de fragmentation à partir des données.

5.2.3.1 Incertitudes systématiques sur la méthode FONLL

Le chapitre 6 de cette thèse présente la mesure expérimentale de la section efficace de production des quarks lourds (quarks b et c) à partir de leur désintégration semi-leptonique en électrons effectuée par la collaboration ATLAS. La comparaison de cette mesure avec différentes prédictions théoriques et en particulier avec celles obtenues à l'aide de la méthode FONLL, y est présentée. Pour bien appréhender les différences éventuelles entre résultats expérimentaux et prédictions théoriques il importe de comprendre les sources d'erreur principales de ces prédictions. C'est pourquoi une étude des incertitudes systématiques liées à cette méthode est proposée dans cette section.

Les incertitudes systématiques dominantes sur la méthode FONLL sont les suivantes [116] :

- **échelles caractéristiques** : l'incertitude dominante est due aux échelles de renormalisation μ_R et de factorisation μ_F et elle est estimée à 35% pour des valeurs d'impulsion transverse, p_T , supérieures à 7 GeV comme le montre la figure 5.9(a). La valeur centrale présentée sur la figure 5.9(a) est choisie à $\mu = \sqrt{p_T^2 + m_Q^2}$; l'incertitude est alors estimée en changeant indépendamment μ_R et μ_F dans l'intervalle $0.5 < \mu_{R,F}/\mu < 2.0$, tout en gardant la contrainte sur les deux échelles telle que $0.5 < \mu_R/\mu_F < 2.0$;
- **masses des quarks** : les valeurs des masses des quarks b et c sont fixées à $m_b = 4.75 \pm 0.25$ GeV et $m_c = 1.5 \pm 0.2$ GeV. L'incertitude systématique décroît aux hautes valeurs d'énergie : elle est estimée à 7% pour $p_T = 7$ GeV et à 3% pour $p_T = 25$ GeV (voir figure 5.9(a)) ;
- **fonction de densité des partons** : pour estimer la valeur centrale de la prédiction théorique, les PDFs utilisées sont celles déterminées par le groupe de travail CTEQ6.6, où la valeur de α_s est fixée à 0.118. L'incertitude systématique est estimée avec des prédictions obtenues en utilisant trois différents lots de PDFs à l'ordre NLO : CTEQ6.6 [117], MSTW2008 [118] and HERAPDF1.0 [119]. L'incertitude associée est estimée à 6% (voir figure 5.9(b)) ;
- **constante de couplage α_s** : l'incertitude relative à la valeur de la constante de couplage α_s est estimée en utilisant les lots de fonctions de densités de partons de CTEQ6.6AS [120] dans lequel la valeur de α_s varie entre 0.116 et 1.120. L'incertitude ainsi estimée est de 1% et donc considérée comme négligeable comparativement aux autres incertitudes estimées précédemment ;

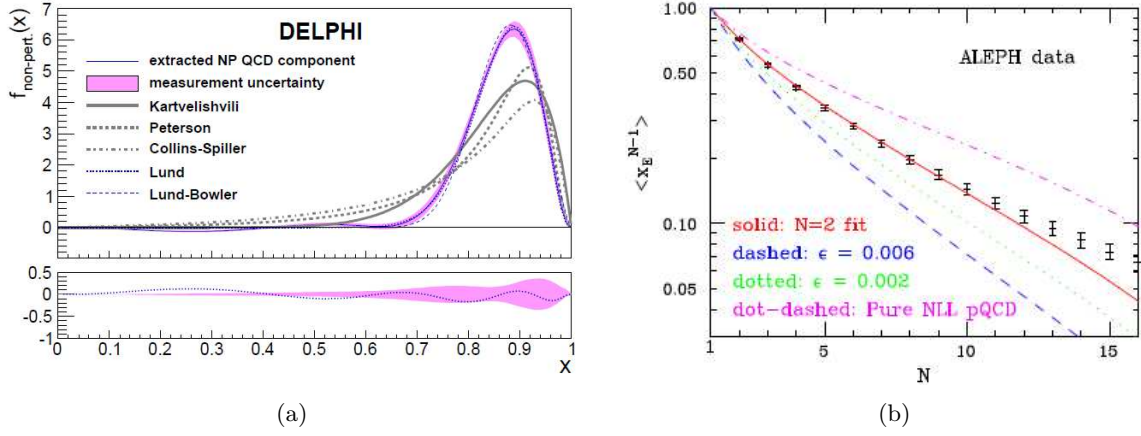


FIGURE 5.8 – (a) : Comparaison de différentes estimations de la fonction de fragmentation. L'extraction faite à partir des données (trait continu) est comparée aux résultats obtenus à l'aide de modèles phénoménologiques dont les paramètres ont été choisis de façon à obtenir la meilleure prédiction possible [111]. Le graphe du bas montre la différence entre l'estimation obtenue par l'extraction à partir des données et celle obtenue à l'aide du modèle de Lund. (b) : Moments calculés pour l'observable $x_E = E_B/\sqrt{s}$, dans le cadre des désintégrations des mésons-b via interaction faible publiés par la collaboration ALEPH. Les moments calculés pour la distribution mesurée sont comparés au résultat du calcul perturbatif à l'ordre NLL, combiné avec trois différentes fonctions de fragmentation $f(z)$ [115]. La ligne solide représente la prédiction obtenue avec la méthode FONLL à l'ordre $N = 2$.

- **fonction de fragmentation** : la valeur centrale de la prédiction théorique est estimée en ajustant le paramètre de la forme fonctionnelle (equation 5.14) utilisée pour décrire la fonction de fragmentation, de sorte que le moment d'ordre 5 de la forme soit compatible avec la valeur extraite des données. L'incertitude due à la fonction de fragmentation est alors estimée en faisant varier l'ordre du moment choisi pour l'ajustement. Les variations observées sont typiquement de l'ordre de quelques pour cent et elles atteignent au maximum 5% (pour $N = 2$) [121].

L'incertitude totale est calculée en sommant quadratiquement les différentes contributions précédemment présentées. Elle est estimée à 20% avec une valeur plus importante (jusqu'à 30%) pour les basses valeurs d'impulsion transverse comme cela est montré sur la figure 5.9(a).

5.3 Panorama des résultats récents de la section efficace de production $\sigma_{b\bar{b}}$: du TeVatron au LHC

Les premières mesures de la section efficace de production des quarks b ont été effectuées par l'expérience UA1 auprès du $S\bar{p}pS$, ancien collisionneur hadronique du CERN, dont l'énergie dans le centre de masse était de $\sqrt{s} = 630 \text{ GeV}$ [122, 123]. La mesure expérimentale et les prédictions théoriques étaient en accord bien qu'à l'époque, le calcul théorique n'était connu qu'avec une précision de l'ordre de 40% [124, 125, 126]. Suite à ces résultats encourageants, les expériences du collisionneur TeVatron, situé à proximité de Chicago, publièrent de nouveaux résultats relatifs aux mesures inclusives, suivis des premières mesures exclusives [127].

Dans les sections suivantes ces résultats sont présentés, ainsi que les premiers résultats publiés par les différentes expériences auprès du LHC.

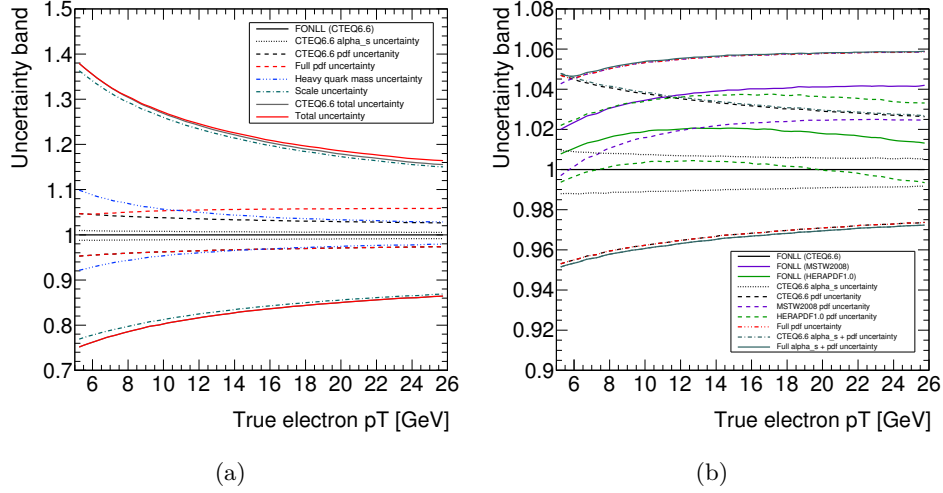


FIGURE 5.9 – (a) Incertitudes systématiques sur les prédictions théoriques de la méthode FONLL pour le calcul de la section efficace du processus inclusif de production de quarks lourds tels que $b/c \rightarrow B/D \rightarrow e$. Le domaine en pseudorapidité considéré est $|\eta| < 2$, où la région $1.37 < |\eta| < 1.52$ est exclue. Les incertitudes dues aux échelles de renormalisation μ_R et de factorisation μ_F , aux masses des quarks, aux PDFs et à la valeur de α_s sont reportées par rapport à la prédiction centrale. L’incertitude totale est représentée par l’enveloppe globale. (b) Cas particuliers des incertitudes dues aux PDFs et à la valeur de α_s estimées en utilisant les résultats des groupes de travail CTEQ6.6, MSTW2008 et HERAPDF1.0.

5.3.1 Résultats auprès du TeVatron

La première mesure inclusive de la section efficace de production de quark b à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV, fut publié par CDF en 1995 et montra un excès d’un facteur 5.5 dans l’estimation des données par rapport à la valeur centrale des prédictions théoriques [128]. Les raisons possibles de ce désaccord furent recherchées du côté des prédictions théoriques, en particulier vers les effets possibles introduits par le domaine en $x \sim m_b/\sqrt{s}$ très différemment exploré par les deux expériences UA1 et CDF.

Les améliorations obtenues aussi bien du côté des prédictions théoriques, que du côté des analyses expérimentales, amenèrent à réduire l’excès entre les données et la valeur centrale des prédictions théoriques observé pour la valeur centrale à un facteur de 1.9. Dans le cadre des prédictions théoriques ces améliorations furent obtenues grâce à la meilleure description de la densité de probabilité des gluons réalisée par l’expérience HERA. L’utilisation de nouveaux assortiments de PDFs amenèrent à une augmentation des prédictions théoriques d’environ un facteur 2, en permettant ainsi de comprendre l’origine du désaccord observé. Un nouveau excès fut mis en évidence par CDF lors de la publication en 2001 des résultats relatifs aux mesures exclusives $B^0 \rightarrow \Psi K^*$ et $B^\pm \rightarrow \Psi K^\pm$ (voir figure 5.10). La figure montre la mesure expérimentale comparée aux prédictions théoriques calculées à l’ordre NLO, utilisant les PDFs du groupe de travail MRST et le modèle phénoménologique d’hadronisation de Peterson.

La mesure de section efficace de production de quark b se désintégrant en muon à grande pseudorapidité effectuée par la collaboration D0 [130] confirma l’existence de l’excès vu par CDF, toujours en comparant la mesure expérimentale aux prédictions à l’ordre NLO (voir figure 5.11).

Le développement de la méthode de prédiction FONLL (voir section 5.2.3), vers la fin des années 1990, et une amélioration du traitement de la fragmentation, permirent d’améliorer les prédictions théoriques jusqu’à atteindre la compatibilité entre données et théorie pour les me-

5.3. PANORAMA DES RÉSULTATS RÉCENTS DE LA SECTION EFFICACE DE PRODUCTION $\sigma_{B\bar{B}}$: DU TEVATRON AU LHC

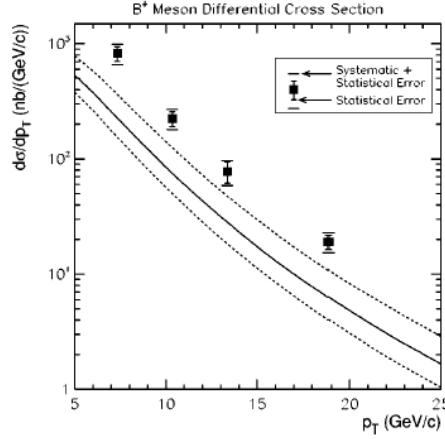


FIGURE 5.10 – Section efficace exclusive des désintégrations $B^0 \rightarrow \Psi K^*$ et $B^\pm \rightarrow \Psi K^\pm$ mesurée par l'expérience CDF (run I). La mesure expérimentale est comparée aux prédictions théoriques à l'ordre NLO utilisant les PDFs du groupe de travail MRST et le modèle phénoménologique d'hadronisation de Peterson [129]. Un excès d'un facteur 1.9 entre les données et la valeur centrale des prédictions théoriques est visible.

sures faite lors du *run I* du TeVatron [115, 131]. La figure 5.12 montre les nouvelles prédictions théoriques, estimées avec la méthode FONLL, comparées aux résultats expérimentaux précédemment présentés (sur les figures 5.10 et 5.11). Ces résultats montraient encore un excès de la mesure d'un facteur 1.5 voir 2 par rapport à la valeur centrale de la prédiction théorique, mais la compatibilité des mesures expérimentales avec la limite supérieure des incertitudes systématiques de la méthode FONLL était assurée.

Des résultats plus récents de l'analyse publiés par la collaboration CDF et incluant aussi une partie des données du *run II*, pour lequel le TeVatron a une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 1.9$ TeV, sont montrés figure 5.13. Ces résultats montrent la mesure de la section efficace de production de quarks b se désintégrant en J/Ψ comparée aux prédictions théoriques FONLL, ou celles obtenues en utilisant le générateur MC@NLO⁸. Comme les prédictions FONLL, les prédictions NLO montrent une bonne reproduction de l'allure des données.

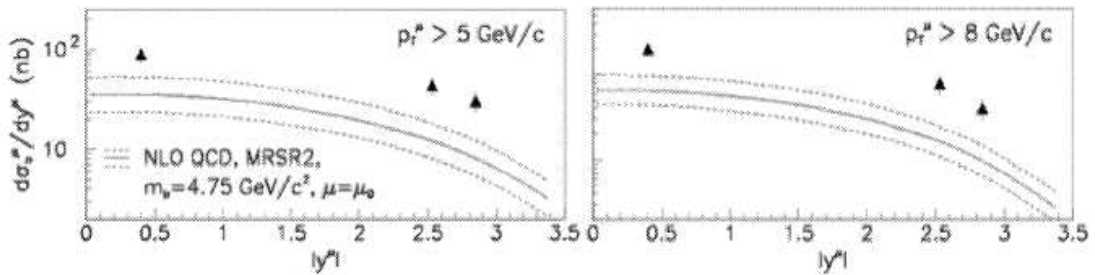


FIGURE 5.11 – Mesure de section efficace de production de quarks b se désintégrant en muon pour de grandes pseudorapidités ($2.4 < |y_\mu| < 3.2$) publiée par la collaboration D0. La mesure expérimentale est comparée aux prédictions théoriques à l'ordre NLO [130].

8. MC@NLO est un générateur d'événements simulés où la section efficace est calculée en considérant les éléments de matrice à l'ordre NLO et où le processus de hadronisation est simulé par HERWIG.

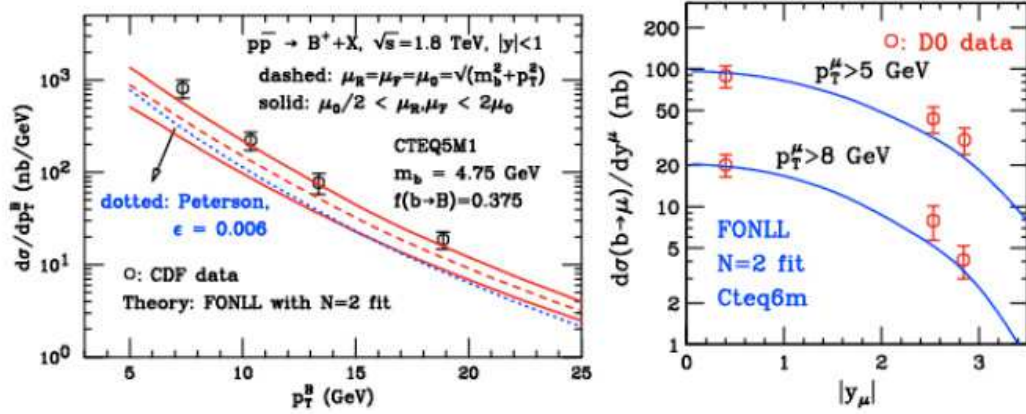


FIGURE 5.12 – Résultats expérimentaux des figures 5.10 et 5.11 comparés cette fois au calcul théorique réalisé en suivant la méthode FONLL. On note la compatibilité entre mesures et prédictions théoriques.

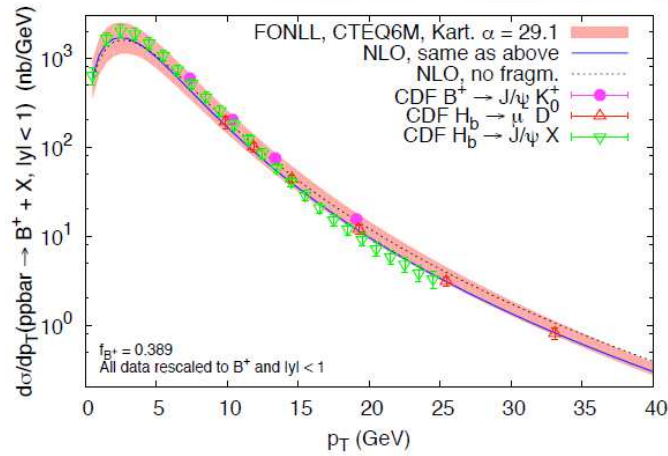


FIGURE 5.13 – Mesure inclusive de la section efficace $B \rightarrow J/\Psi + X$ réalisée par la collaboration CDF (run II). La mesure expérimentale est comparée aux prédictions théoriques obtenues avec la méthode FONLL et avec le générateur MC@NLO. La bande plus foncée correspond à l'incertitude systématique associée à FONLL.

5.3.2 Résultats auprès du LHC

Les premiers résultats des expériences du LHC récemment publiés montrent, en général, un bon accord entre les mesures expérimentales et les prédictions théoriques. Cette section présente quelques-uns des résultats obtenus par les collaborations CMS, LHCb et ALICE concernant la mesure inclusive ou exclusive de la section efficace de production de quarks b .

Les prédictions théoriques auxquelles seront comparées la mesure inclusive de la section efficace de production de quarks lourds se désintégrant en électrons auprès d'ATLAS, présentée au chapitre 6, sont discutées en détails section 5.4.

Résultats auprès de CMS

Un premier résultat de la collaboration CMS a été publié en juillet 2010 et porte sur la mesure de la section efficace inclusive de production de quarks b à partir de leur désintégration semi-leptonique en muon : $\sigma(pp \rightarrow b + X \rightarrow \mu + X')$ [132]. Il utilise un lot de données de 8.1 nb^{-1} collecté pendant les premiers mois de fonctionnement du LHC. Les mesures de sections efficaces totales et différentielle sont comparées aux prédictions théoriques obtenues par les générateurs d'événements PYTHIA et MC@NLO. La figure 5.14 montre les sections efficaces différentielles en fonction de l'impulsion transverse du muon p_T^μ (avec $p_T^\mu > 6 \text{ GeV}$) et en fonction de la pseudorapidité η (avec $|\eta| < 2.1$). Les prédictions obtenues à l'aide de PYTHIA montrent un accord raisonnable entre données et théorie, alors que les prédictions MC@NLO ont tendance à sous-estimer la section efficace en fonction de l'impulsion transverse. De plus, celle-ci ne reproduisent pas correctement l'allure des données en fonction de la pseudorapidité.

Une deuxième mesure publiée par la collaboration CMS concerne la section efficace de production directe et indirecte de J/Ψ avec une luminosité de 314 nb^{-1} [133]. La section efficace de production indirecte de J/Ψ venant de la désintégration des hadrons- b est montrée figure 5.15 pour trois régions différentes de pseudorapidité. Les mesures sont comparées cette fois aux prédictions théoriques FONLL, et à celles venant des générateurs d'événements PYTHIA et CASCADE⁹. Un bon accord entre théorie et données est vérifié dans les trois régions en pseudorapidité montrées.

Une publication récente de la collaboration CMS propose la mesure de la section efficace exclusive de production des hadrons $B^\pm \rightarrow J/\Psi + K^\pm \rightarrow \mu^+\mu^- K^\pm$ [135]. Les prédictions théoriques relatives à cette mesure sont obtenues à l'aide des générateurs d'événements PYTHIA et MC@NLO (voir figure 5.16). La mesure et les prédictions sont compatibles étant donné l'incertitude associée à la valeur centrale prédite par MC@NLO.

Résultats auprès de LHCb et ALICE

Au sein de la collaboration LHCb, la mesure de la section efficace de production de quarks b est faite en sélectionnant les processus pour lesquels où le hadron- b se désintègre en un méson D^0 et un muon [136]. La figure 5.17(a) montre ces résultats. La mesure est compatible avec les prédictions théoriques FONLL aux incertitudes près, alors que les prédictions théoriques de MCFM¹⁰ [137, 138] semblent montrer une surestimation presque systématique de la valeur de la section efficace.

9. CASCADE est un générateur d'événements complet de processus hadroniques ep , γp , $p\bar{p}$ et pp [134].

10. Générateur d'événements simulés permettant d'obtenir une prédiction pour toute variable à l'abri des divergences infrarouge *infrared safe variables*.

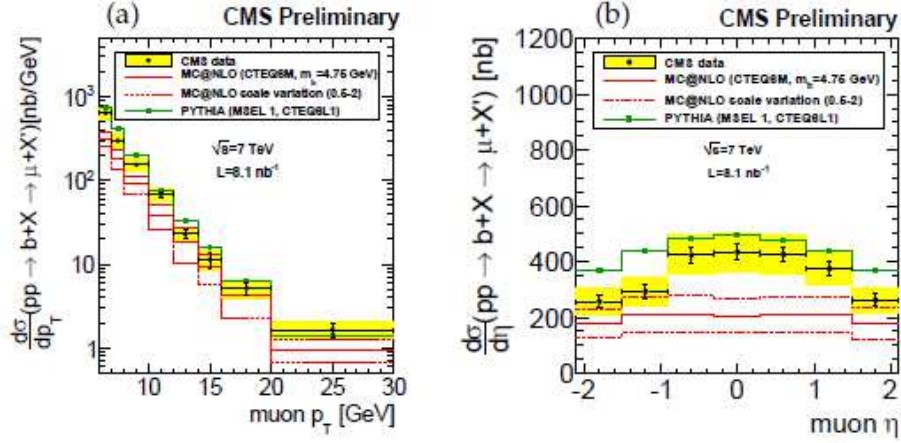


FIGURE 5.14 – Mesure inclusive de la section efficace $pp \rightarrow b + X \rightarrow \mu + X'$ publiée par la collaboration CMS en fonction du p_T (a) et de la pseudorapidité η des muons. La mesure expérimentale est comparée aux prédictions théoriques obtenues avec les générateurs PYTHIA (courbe verte) et MC@NLO (courbe pointillée rouge). La bande jaune représente les erreurs statistiques et systématiques relatives à la mesure expérimentale (points) [132].

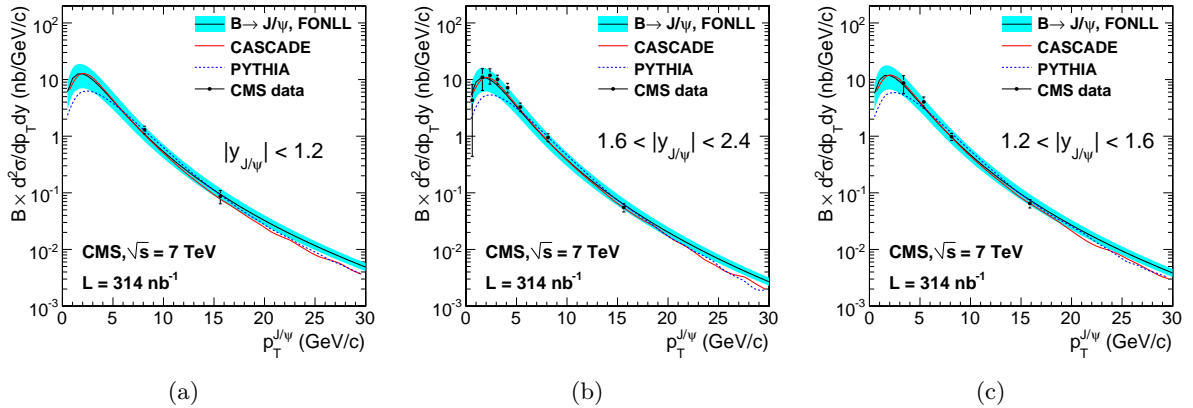


FIGURE 5.15 – Mesure de la section efficace de production indirecte de J/Ψ produits par désintégration de hadrons- b , en fonction de p_T , publié par la collaboration CMS [133]. Les mesures expérimentales sont montrées séparément pour les trois régions de pseudorapidité : (a) $|\eta| < 1.2$, (b) $1.2 < |\eta| < 1.6$ et (c) $1.6 < |\eta| < 2.4$. Les prédictions théoriques FONLL, CASCADE, et PYTHIA sont aussi montrées sur les trois figures.

5.3. PANORAMA DES RÉSULTATS RÉCENTS DE LA SECTION EFFICACE DE PRODUCTION $\sigma_{B\bar{B}}$: DU TEVATRON AU LHC

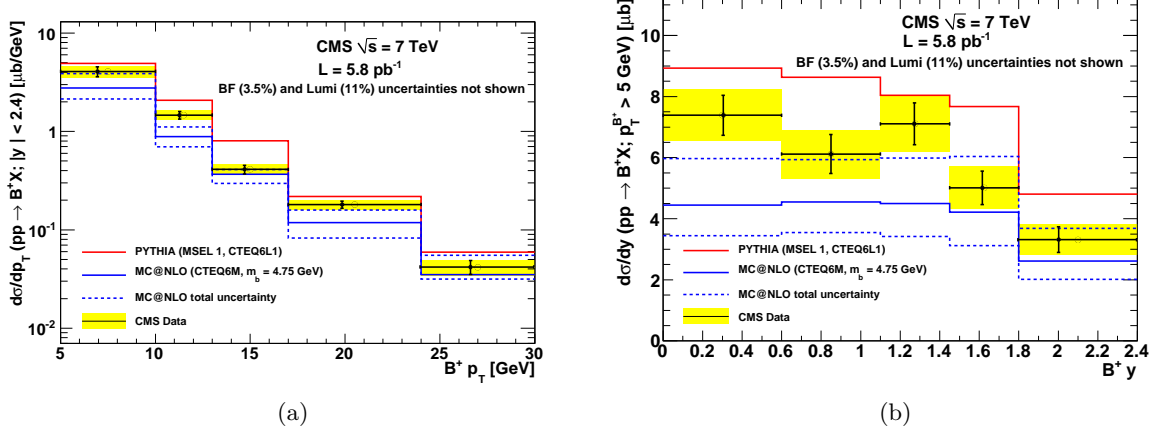


FIGURE 5.16 – Mesure de la section efficace différentielle de production dans le mode exclusif $B^\pm \rightarrow J/\Psi + K^\pm \rightarrow \mu^+ \mu^- K^\pm$, publié par la collaboration CMS [135]. Les figures (a) et (b) montrent respectivement la mesure en fonction de l'impulsion transverse p_T et de la rapidité y du hadron-b. La comparaison avec les prédictions théoriques est aussi montrée : MC@NLO (courbe bleue avec, en pointillé, l'incertitude associée) et PYTHIA (courbe rouge). Les points entourés des bandes jaunes représentent les points de mesure avec leurs incertitudes statistiques et systématiques.

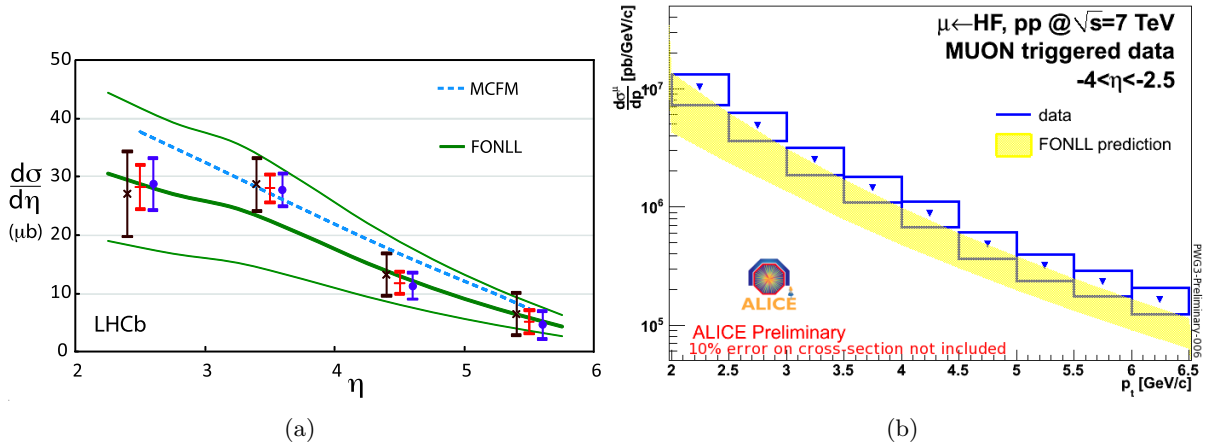


FIGURE 5.17 – (a) LHCb : Mesure exclusive de la section efficace $pp \rightarrow b\bar{b} + X$ où un des hadrons-b se désintègre en un méson D^0 et un muon, en fonction de la pseudorapidité η du hadron. La mesure expérimentale (points) est comparée aux prédictions théoriques MCFM (courbe pointillée) et FONLL (courbe verte). Les courbes vertes fines montrent l'incertitude associée à la prédiction de FONLL [136]. (b) ALICE : Mesure de la section efficace de production de quarks lourds en fonction de l'impulsion transverse du muon. La mesure expérimentale est montrée en bleu ; la bande jaune représente les prédictions théoriques FONLL [139].

La collaboration ALICE a aussi publié la mesure de la section efficace de production de quarks lourds à partir de la désintégration semi-leptonique en muons [139]. La figure 5.17(b) montre que la mesure est en bon accord avec les prédictions théoriques FONLL.

5.3.2.1 Conclusions

Le panorama des résultats, sur les quinze dernières années, montre les améliorations apportées aux analyses expérimentales, à travers l'évolution des erreurs associés aux points de mesure, et la meilleure maîtrise des prédictions théoriques à l'ordre NLO. Après les premières mesures de sections efficaces inclusives et exclusives, publiées par les collaborations CDF et D0, qui montraient un excès du rapport *données/théorie*, les progrès obtenus dans l'estimation des PDFs, le contrôle des effets dus aux processus impliquant des petites valeurs de x , où $x = m_b/\sqrt{s}$, les progrès de la méthode FONLL, ainsi que du côté expérimental, une meilleure maîtrise des propriétés des quarks lourds permettant de réduire les erreurs des différentes analyses, ont amené à la compatibilité des résultats expérimentaux et théoriques. Les premiers résultats obtenus au LHC confirment les résultats obtenus par le TeVatron et montrent également les bonnes performances des deux générateurs d'événements simulés MC@NLO et POWHEG.

Les mesures de section efficace de production de quarks b auprès du LHC, où les quarks sont produits à des énergies plus élevées qu'au TeVatron, représentent les premières vérifications des prédictions théoriques à hautes impulsions transverses, où l'effet de la resommation des termes logarithmiques apportée par la méthode FONLL devient visible.

5.4 Prédictions théoriques dans le cadre de l'analyse ATLAS

Les prédictions théoriques pour la section efficace inclusive de production de quarks lourds à partir de leur désintégration semileptonique en électrons, dans un domaine de valeurs des impulsions transverses du lepton, p_T^e , entre 7 et 26 GeV, et pour une pseudorapidité inférieure à 2, sont estimées en utilisant différentes approches permettant une comparaison.

Pour ce qui concerne l'approche *calculatoire*, deux méthodes sont utilisées : la méthode FONLL et des prédictions à l'ordre NLO utilisant la même fonction de fragmentation extraite des données du LEP que la méthode FONLL.

Les prédictions venant de la simulation sont réalisées en utilisant un générateur NLO : POWHEG auquel on associe au choix PYTHIA ou HERWIG. Les caractéristiques de ces deux derniers outils ont déjà été brièvement décrites (voir section 5.2.1 et 5.2.2).

La comparaison des prédictions FONLL, et NLO avec celles obtenues en utilisant des générateurs d'événements simulés est montrée figure 5.18. Les prédictions FONLL et NLO se trouvent être en bon accord dans le domaine d'impulsion transverse du lepton, étudié dans l'analyse, à savoir $7 < E_T < 26$ GeV (voir section 6.3.1). Les prédictions venant de la simulation montrent des résultats divers : les prédictions obtenues par le couple POWHEG+PYTHIA se montrent en bon accord avec les prédictions FONLL, alors que les prédictions de POWHEG+JIMMY+HERWIG¹¹ sous-estiment la valeur de la section efficace. Les prédictions obtenues avec PYTHIA sous estiment la valeur de la section efficace d'un facteur deux. De plus, la forme du spectre en impulsion transverse p_T montre une décroissance plus rapide que celle estimée par les autres prédictions.

Les écarts observés entre les différentes prédictions sont à rechercher dans les différentes approches pour accéder à la cascade partonique, au processus d'hadronisation, aux modèles de désintégration des hadrons- b et D , ou au choix des paramètres des différents générateurs d'événements fait par la collaboration ATLAS. Des études, dont le but est de comprendre l'origine de

11. JIMMY est un générateur d'événements de diffusion multiple de partons qui doit être utilisé avec HERWIG.

ces différences et d'évaluer les incertitudes systématiques associées ont été développées au sein de la collaboration [116].

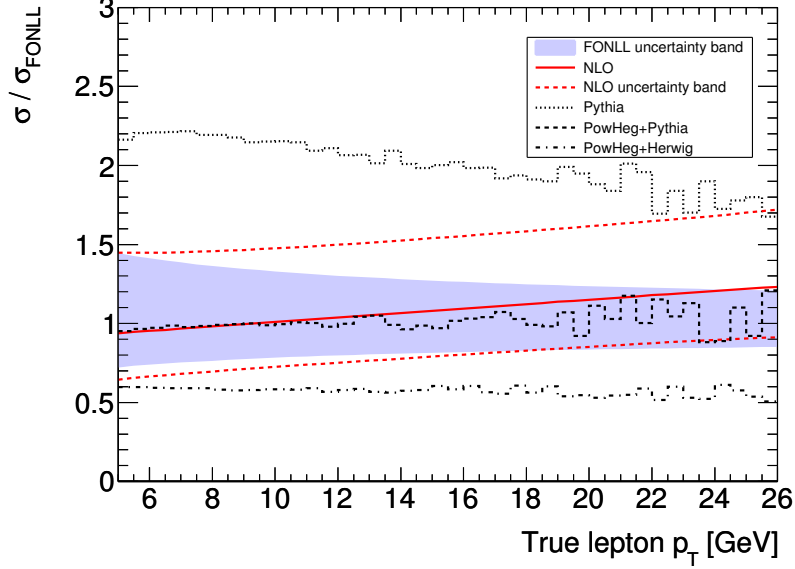


FIGURE 5.18 – *Prédictions théoriques pour la section efficace différentielle des leptons venant de la désintégration des quarks lourds, dans l'acceptance considérée pour l'analyse ATLAS présenté chapitre 6 ($|\eta| < 2$, à l'exclusion de la région $1.37 < |\eta| < 1.52$). Les prédictions NLO et venant de différents générateurs d'événements simulés sont normalisées aux prédictions FONLL : ligne pointillée fine pour PYTHIA, ligne pointillée pour POWHEG+PYTHIA, ligne mixte pour POWHEG+JIMMY+HERWIG, bande bleue claire pour FONLL, et ligne rouge pour le calcul NLO, dont les incertitudes sont représentées en pointillé rouge.*

Chapitre 6

Mesure de la section efficace de production des électrons venant de la désintégration des quarks lourds

L'analyse du spectre inclusif des électrons a été une des premières analyses réalisable avec les données collectées en 2010. En période de démarrage, les électrons de basse impulsion transverse permettent d'avoir à disposition une statistique abondante pour mener une analyse, contrairement aux électrons isolés venant de la désintégration des bosons W et Z.

L'étude approfondie du spectre de ces particules permet d'acquérir une bonne connaissance des performances du détecteur ; chronologiquement, c'est cette première étape vers la mesure de la section efficace de production des électrons venant de la désintégration des quarks lourds (quarks b et c), qui a été développée à l'aide de la méthode de la matrice et elle a été présentée à la conférence ICHEP 2010.

Toute mesure de section efficace, nécessite de la connaissance de trois termes différents : l'estimation de la composante du signal après soustraction du bruit de fond, la mesure de l'efficacité de reconstruction et d'identification de cette composante et la luminosité du lot de données utilisé. Ce chapitre, mise à part l'estimation de la luminosité qui est fournie par un groupe spécifique de la collaboration, présente les étapes et les résultats intermédiaires obtenus afin de réaliser la mesure recherchée.

Le travail réalisé pour cette thèse a constitué en une contribution aux études nécessaires pour aboutir à la mesure. Deux aspects ont été développés : l'estimation de la composante du signal après soustraction du bruit de fond et le développement d'une méthode basée sur les données, de mesure d'efficacité d'identification des électrons du signal.

Dans le cadre de l'estimation de la composante du signal la méthode de la matrice (section 6.4.2) et la méthode des tuiles (section 6.4.3) ont été étudiées. Les résultats obtenus, basés sur un choix de variable discriminant indépendant des autres approches développées au sein de la collaboration, ont permis de vérifier et valider le correct fonctionnement de l'implémentation des méthodes choisies pour l'analyse officielle.

La mesure d'efficacité d'identification des électrons du signal présentée section 6.5.3.1 (méthode "Tag an Probe") suit une approche strictement basé sur les données. Les résultats obtenus, bien que caractérisés par un manque de statistique, permettent d'estimer un facteur de correction à appliquer à la mesure d'efficacité recherchée extraite de la simulation.

L'estimation de la composante du signal développée pour cette thèse a permis d'obtenir une mesure indépendante de la section efficace. Cette mesure ainsi que les résultats officiels de

la collaborations sont présentées section 6.6. En conclusion de la section la comparaison de la mesure officielle aux prédictions théoriques est présentée. Bien que ces dernières soient encore aujourd’hui affectées par des grosses incertitudes, cette comparaison offre un véritable test de compréhension du détecteur à partir des données acquises pendant la première année de prise de données. L’analyse officielle de la collaboration ATLAS a été récemment publiée [140].

6.1 Mesure expérimentale d’une section efficace

Pour tout processus physique la mesure de la section efficace de production σ est donnée par la formule :

$$\sigma = \frac{N^{signal}}{\epsilon \cdot \mathcal{L}} \quad (6.1)$$

où :

- N^{signal} est le nombre d’événements du signal après soustraction du bruit de fond. L’estimation de la composante du signal, de la sélection des événements à la soustraction du bruit de fond, est présentée à la section 6.3 ;
- ϵ est un terme générique d’efficacité comprenant l’acceptance¹, et les efficacités de déclenchement, de reconstruction et d’identification des particules du signal. La section 6.5 décrit les méthodes utilisées pour la détermination de chaque terme intervenant dans ϵ ;
- \mathcal{L} est la luminosité intégrée relative aux données utilisées pour l’analyse. La section 2.7.1 est dédiée à la description de ce terme, de l’estimation de la luminosité intégrée faite par la collaboration ATLAS, à l’erreur associée.

6.2 Les lots de données réelles et simulées

Cette section présente les échantillons de données et la simulation utilisés pour l’analyse.

6.2.1 Les données

Les données utilisées pour l’analyse présentée dans ce chapitre ont été collectées en tout début de la période de prise de données de l’année 2010, avec une énergie dans le centre de masse de 7 TeV.

Pendant cette première année de fonctionnement du LHC, la luminosité instantanée délivrée par la machine a augmenté au cours du temps (voir section 2.7.1) et les données ont été enregistrées par ATLAS avec des conditions de déclenchement différentes. Afin de garder une efficacité de déclenchement constante, une contrainte de plus en plus élevée sur la valeur minimale de l’énergie transverse de l’amas de l’électron ($E_T \text{ cluster}$) a été imposée. En général, pour toute période utilisée (appelées A,B,C,D et E, d’après la nomenclature officielle ATLAS qui tient compte des paramètres de l’accélérateur et des conditions du système de déclenchement), on considère les événements sélectionnés par le niveau 1 (L1) du système de déclenchement d’ATLAS, non pré-scalé c’est-à-dire en gardant l’ensemble des événements qui satisfont les conditions

1. C’est l’efficacité des critères cinématiques et géométriques appliqués aux données.

de déclenchement et sans demander de conditions de déclenchement de *haut niveau* (HLT)². Les chaînes de déclenchement demandées par l'analyse sont du type *L1_EMx* : un événement est enregistré par la chaîne L1 si une énergie de plus de x GeV est reconstruite dans une tour de déclenchement du calorimètre électromagnétique. La table 6.1 résume les données utilisées pour l'analyse, avec le nom de la chaîne de déclenchement et le seuil en énergie demandé. La table donne aussi la luminosité intégrée correspondant à chaque période et la fraction sur le total correspondant.

En plus de la contrainte sur le déclenchement, des contraintes dues au statut du détecteur lors de la prise des données ont aussi été appliquées : seuls les événements qui ont été enregistrés par le détecteur de traces et les calorimètres (EMCAL et HADCAL) sous conditions optimales, et en présence du champ magnétique du solénoïde à la valeur nominale ont été pris en compte³.

6.2.2 La simulation

Pour le développement de l'ensemble de l'analyse, plusieurs échantillons simulés ont été utilisés, afin de reproduire au mieux l'échantillon des données avec une statistique abondante. Les échantillons utilisés sont donnés table 6.2.

La simulation de la contribution du signal, à savoir des électrons venant de la désintégration semi-leptonique de hadrons lourds, est faite en utilisant des échantillons $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$. La dénomination de ces échantillons (*i.e. bbe3X ou cce3X*) indique qu'un filtre, agissant sur l'impulsion transverse de l'électron, a été appliqué lors de la génération des événements.

Toute autre contribution que le signal vient des échantillons de biais minimum filtrés (*filtered minbias*) et des échantillons appelés *JF17*. Ces échantillons contiennent tout événement simulé ayant au moins un objet au delà d'un certain seuil en énergie⁴.

Les échantillons $W \rightarrow e\nu$, $Z \rightarrow ee$, J/Ψ et Drell-Yan, ont aussi été utilisés pour estimer la contribution des électrons isolés au spectre inclusif. Ils sont utilisés dans les résultats présentés sections 6.5.3 et 6.6.

L'ensemble de ces échantillons a été généré avec la configuration ATLAS MC09 [142] et ont été reconstruits après avoir passé la simulation détaillée du détecteur ATLAS faite à l'aide du logiciel GEANT4[143]. En général, sauf si mentionné explicitement, la simulation utilisée dans l'analyse ne tient pas compte des effets d'empilement d'événements (*pile-up*).

6.3 L'estimation de la composante du signal

Dans cette analyse les événements de signal sont les événements ayant un électron venant de la désintégration semi-leptonique de hadrons lourds (hadrons beaux et charmés). La sélection de ces événements, présentée dans la section 6.3.1, est réalisée à l'aide de critères étudiés pour optimiser l'efficacité de reconstruction des électrons non-isolés.

Cette sélection ne permet pourtant pas de s'affranchir du bruit de fond, c'est-à-dire des événements qui présentent les mêmes caractéristiques que le signal. La classification des électrons (signal ou bruit de fond) satisfaisant les critères de sélection est présentée section 6.3.2.

2. Le système de déclenchement est décrit section 2.6

3. Les événements qui satisfont ces contraintes supplémentaires ont été sélectionnées à l'aide des outils officiels d'ATLAS, appelés *Good Run Lists (GRL)* fournis par le groupe de performance *Egamma* [141].

4. Pour l'échantillon *filtered minbias* un filtre sélectionne les événements pour lesquels au moins un objet d'énergie supérieure à 7 GeV est produit. Pour l'échantillon *JF17* le filtre sélectionne les événements ayant au moins un objet jet d'énergie supérieure à 17 GeV.

CHAPITRE 6. MESURE DE LA SECTION EFFICACE DE PRODUCTION DES ÉLECTRONS VENANT DE LA DÉSINTÉGRATION DES QUARKS LOURDS

Chaîne de déclenchement	Période	Seuil en énergie transverse de l'amas [GeV]	Luminosité intégrée (nb^{-1})
L1_EM2	ABC	7	14.1 ± 0.4 (1%)
L1_EM5	D	10	111.6 ± 3.5 (9%)
L1_EM10	D	14	176.4 ± 5.6 (14%)
L1_EM14	E	18	975.0 ± 31.2 (76%)
Total			1277 ± 41

TABLE 6.1 – Détails du lot de données utilisé pour l'analyse : sur chaque ligne figurent la période, le menu de niveau 1 du système de déclenchement, le seuil en énergie de l'amas électromagnétique et la luminosité intégrée correspondante. Pour la période D, deux menus ont été utilisés, afin de collecter toute la statistique disponible relative au niveau 1 non pre-scalé.

6.3.1 La sélection des événements

Avant toute sélection portant sur la cinématique des électrons du signal, un premier critère sur la topologie des événements est appliqué ; le vertex primaire reconstruit doit avoir au moins trois traces associées. Ce critère permet de sélectionner les événements issus des collisions.

Deux séries de critères sont ensuite appliquées, l'une après l'autre, à tout objet électromagnétique reconstruit : des critères dits de *présélection* et des critères dits d'*identification* qui sont brièvement résumés table 6.3.

Les critères de *présélection* :

- Tout candidat électron ayant une énergie transverse supérieure à 7 GeV doit avoir été détecté à l'intérieur de l'acceptance géométrique du TRT ($|\eta| < 2.0$)⁵. Ce sous-détecteur offre un très grand pouvoir discriminatoire entre pions et électrons (voir section 6.4.1).
- Des critères de rejet d'événement, dus à la géométrie et au statut de fonctionnement du détecteur, sont appliqués :
 - tout candidat reconstruit appartenant à la région de transition entre les deux cryostats ($1.37 < |\eta| < 1.52$) est exclu, étant donné la faible efficacité de reconstruction qui affecte cette zone du détecteur ;
 - tout candidat électron dont le barycentre de l'amas des cellules est proche d'une région du calorimètre électromagnétique ayant des cellules mal fonctionnant ou mortes (*dead OTX*) est rejeté [45, 147]. Ce critère tient compte des conditions de fonctionnement du calorimètre électromagnétique, car la qualité de la reconstruction dépend de l'état de ce détecteur pour chacune de ses cellules. Il s'agit ici de tenir compte des cellules qui n'ont pas été lues suite à un problème d'électronique, ou des cellules alimentées par une valeur de la haute tension qui n'est pas la valeur nominale.
- Les électrons présélectionnés doivent être caractérisés par une bonne qualité de reconstruction de la trace : chaque trace doit avoir au moins dix coups dans le TRT et au moins

5. La position du candidat électron est définie par la position (η, ϕ) des cellules de l'amas appartenant au deuxième compartiment du calorimètre électromagnétique.

Nom échantillon	Dataset	Nb. événement	σ (pb)	Spécifiques
Pythia [83] 40M filtered minbias	105805	40M	2083	Energie vrai totale $E_T > 6$ GeV pour $\eta \times \phi = 0.12 \times 0.12$
PythiaB [144] bbe3X	105724	4.0M	17.2	Au moins un électrons avec $p_T > 3$ GeV
PythiaB cce3X	105723	4.0M	19.8	Au moins un électrons avec $p_T > 3$ GeV
PythiaB bbe7X	105722	4.0M	1.79	Au moins un électrons avec $p_T > 7$ GeV
PythiaB cce7X	105721	4.0M	0.96	Au moins un électrons avec $p_T > 7$ GeV
Pythia JF17	105802	40M	97.6	Energie vrai totale $E_T > 17$ GeV pour $\eta \times \phi = 0.12 \times 0.12$
PowHeg [145]+ Pythia bbe5X	108331	300k	2.02	Au moins un électrons avec $p_T > 5$ GeV
PowHeg+Pythia cce5X	108333	300k	1.60	Au moins un électrons avec $p_T > 5$ GeV
PowHeg+Jimmy/Herwig [146, 95] bbe5X	108330	295k	1.26	Au moins un électrons avec $p_T > 5$ GeV
PowHeg+Jimmy/Herwig cce5X	108332	303k	1.45	Au moins un électrons avec $p_T > 5$ GeV
Pythia $W \rightarrow e\nu$	106043	7.0M	0.00893	non filtré
Pythia $Z \rightarrow ee$	106046	5.0M	0.000856	non filtré
Pythia $J/\Psi \rightarrow ee$	105730	5.5M	39.16	Au moins un électrons avec $p_T > 3$ GeV
Pythia Drell-Yan $\rightarrow ee$	105148	1.0M	0.00236	$1 < M_{ee} < 60$ GeV, deux électrons avec $p_T > 3$ GeV
Pythia Drell-Yan $\rightarrow ee$	108322	500k	0.00221	$8 < M_{ee} < 15$ GeV, un électron avec $p_T > 3$ GeV
Pythia Drell-Yan $\rightarrow ee$	108320	800k	0.00125	$15 < M_{ee} < 60$ GeV

TABLE 6.2 – Liste des données simulées utilisées pour l'analyse. Les dénominations comme **bbe3X** ou **cce3X** indiquent les échantillons de signal où les électrons sont issus de la désintégration semi-leptonique des hadrons lourds (b ou c) où un filtre à 3 GeV a été appliqué à l'impulsion transverse de l'électron. Les échantillons PythiaB **bbe3X** et **cce3X** prennent en compte aussi les effets d'empilement et de distorsion du matériel (utilisés section 6.6).

quatre dans le détecteur à silicium. De plus, tout objet reconstruit ayant une trace passant à travers un module mort du $B - layer$ est rejeté [148].

- Un dernier critère de *présélection* est relatif à la fraction d’énergie déposée dans le premier compartiment du calorimètre (appelé f_1). Cette sélection permet de rejeter une fraction non négligeable des hadrons imitant un électron.

Les critères d’*identification* :

Afin de mettre en évidence les électrons venant de la désintégration des quarks lourds, d’autres contraintes sont appliquées aux électrons satisfaisant les critères de *présélection*.

Cette série de critères reprend ceux de la sélection **Medium** officielle décrite auparavant (voir table 4.1). Plusieurs modifications ont été apportées aux critères officiels pour tenir compte des caractéristiques du signal de cette analyse, c’est-à-dire des électrons non isolés et de basse impulsion transverse, ainsi que de la période du démarrage de l’expérience⁶.

Les critères d’*identification* comprennent aussi des contraintes sur l’énergie déposée dans le premier compartiment du calorimètre, sur la qualité de reconstruction de la trace et sur la qualité de l’ajustement entre la trace et l’amas de cellules du calorimètre EM.

Les électrons qui satisfont les critères de *présélection* sont appelés dans la suite *électrons de présélection*. De même, ceux qui passent aussi les critères d’*identification* sont appelés *électrons identifiés*.

6.3.2 La classification des électrons sélectionnés

Pour chaque période de prise de données considérée dans l’analyse, le nombre d’électrons satisfaisant les critères de *présélection* et d’*identification* est présenté en fonction de l’énergie transverse E_T table 6.4. Les spectres en fonction de E_T et η des candidats électrons ainsi sélectionnés sont présentés figure 6.1. Comme les électrons venant de la désintégration des quarks lourds sont dominants à basse énergie transverse, par la suite l’analyse sera restreinte sur la région en E_T entre 7 et 26 GeV pour ne pas souffrir d’une contamination supplémentaire due aux électrons isolés.

La composition du lot d’électrons sélectionnés peut être étudiée à l’aide de la simulation. Pour des électrons d’énergie transverse inférieure à 26 GeV, il est possible de distinguer trois populations : les électrons de signal, venant de la désintégration des hadrons lourds ($Q \rightarrow e$), les électrons venant des processus secondaires comme les conversions et les processus Dalitz⁷ ($\gamma \rightarrow e$) et les hadrons mal identifiés ($h \rightarrow e$). Cette classification est faite en accord avec l’outil officiel d’ATLAS *Egamma* [84], dont les caractéristiques principales sont brièvement décrites section 4.2.4.1. Les populations autres que le signal représentent les deux types de bruit de fond de l’analyse. Respectivement, les $\gamma \rightarrow e$ représentent le bruit de fond physique pour lequel les événements ont les mêmes caractéristiques cinématiques que les événements du signal ; les $h \rightarrow e$ représentent le bruit de fond dit “QCD”, pour lequel, pendant la reconstruction des événements, un jet est reconstruit à tort en un électron.

Pour les deux niveaux de sélection (*présélection* et *identification*), les hadrons mal identifiés sont dominants : ils représentent 70% des électrons sélectionnés. Comme les électrons venant

6. Les critères officiels **Medium** sont optimisés pour la sélection des électrons isolés (venant essentiellement des J/Ψ à bas p_T , ou des bosons W/Z , ou des quarks top), qui ne représentent pas l’objectif de cette analyse.

7. Les processus Dalitz comportent la désintégration des mesons neutres π ou η selon : $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$ et $\eta \rightarrow e^+ e^- \gamma$ [5].

Type	Description	Nom
Acceptance		
coupures fiducielles	$ \eta < 2.0$ ($1.37 < \eta < 1.52$ exclu)	-
Coupures de présélection		
coupures fiducielles	Rejet des amas proches des régions problématiques du calorimètre EM	-
Coupures sur la trace	Au moins 10 coups dans le TRT et 4 coups dans les silicium	-
	Rejet des traces passant à travers un module mort du B -layer	-
compartiment avant de l'EMCAL	Fraction d'énergie brute reconstruite dans le premier compartiment (> 0.1)	f_1
Coupures d'identification		
compartiment avant de l'EMCAL	Largeur totale latérale de la gerbe (20 bandes) Différence entre le deux plus grands dépôts d'énergie dans ce compartiment divisée par leur somme	w_{stot} E_{ratio}
compartiment du milieu de l'EMCAL	Largeur latérale de la gerbe	w_2
Qualité de la trace	Nombre de coups dans le détecteur à pixel (au moins un)	-
	Nombre des coups dans les pixels et le SCT (au moins sept)	-
	Paramètre d'impact transverse (< 1 mm)	d_0
Ajustement de la trace	$\Delta\eta$ entre l'amas et la trace (< 0.01)	$\Delta\eta_1$

TABLE 6.3 – Définition des variables utilisées pour les coupures de présélection et identification des candidats électrons. La valeur exacte de la coupure est donnée uniquement pour les sélections qui ont une valeur fixe, c'est-à-dire indépendante de E_T et $|\eta|$ de l'électron.

des processus secondaires représentent 20% des électrons sélectionnés, la contribution du signal, même après l'application des critères d'*identification*, reste la plus petite contribution au spectre. La table 6.5 montre les pourcentages estimés des contributions de chacune des trois populations, pour les deux niveaux de sélection. La contribution du signal, passe de 2% à 10% lors du passage de la *présélection* à l'*identification*.

La figure 6.1 montre les différentes contributions au lot d'électrons sélectionné. Dans la région d'intérêt ($7 < E_T < 26$ GeV) la proportion des électrons venant de la désintégration des bosons W/Z et des processus Drell-Yan, c'est-à-dire des électrons isolés, est faible. Ces deux contributions seront quand même prises en compte lors de la mesure de la section efficace. Cela est montré section 6.6.

6.4 La soustraction du bruit de fond

La table 6.5 montre que la sélection est insuffisante pour obtenir un lot assez pur d'électrons de signal. Même après l'application des critères d'*identification*, la population dominante reste celle des hadrons mal identifiés. Il a été montré que la contribution attendue pour les événements du signal n'est que de 10%. Pour avoir accès au nombre d'événements du signal, la mise en place d'une méthode plus sophistiquée que la simple application de critères de sélection, s'avère ainsi nécessaire.

Deux méthodes ont été appliquée au lot des données 2010. Elles s'intitulent *méthode de la matrice* et *méthode des tuiles* présentées respectivement aux sections 6.4.2 et 6.4.3.

Ces méthodes sont toutes les deux basées sur le même principe : utiliser le pouvoir discriminatoire de certains sous-détecteurs d'ATLAS : le B – layer, le TRT et le premier compartiment du calorimètre électromagnétique. Les informations venant de ces sous-détecteurs permettent la construction de variables discriminantes qui sont nécessaires à l'extraction des trois composantes

CHAPITRE 6. MESURE DE LA SECTION EFFICACE DE PRODUCTION DES ÉLECTRONS VENANT DE LA DÉSINTÉGRATION DES QUARKS LOURDS

Période (chaîne L1)	Candidats sélectionnés	Nombre de candidats sélectionnés en fonction de E_T (GeV)								
		7-8	8-10	10-12	12-14	14-16	16-18	18-20	20-22	22-26
ABC (EM2)	66 991	25387	24205	8102	3946	2014	1126	713	407	444
D (EM5)	135 722	-	-	62904	30798	16116	8727	5506	3025	3637
D (EM10)	64 398	-	-	-	-	24047	13539	8530	4819	5636
E (EM14)	142 079	-	-	-	-	-	-	42904	25315	30766
Total	409 190	25387	24205	71006	34744	42177	23392	57653	33566	40483
$\int L dt$ (nb ⁻¹)		14.1	14.1	125.7	125.7	302.1	302.1	1277	1277	1277

TABLE 6.4 – Nombre d’électrons sélectionnés pour chacune des quatre périodes de prise de données. Le tableau donne aussi le nombre total d’électrons et la luminosité intégrée totale et en fonction de E_T .

	électrons de présélection	électrons d’identification
Hadrons mal identifiés (%)	75.6 ± 0.1	69.6 ± 0.4
Électrons secondaires (conversions) (%)	22.4 ± 0.2	20.3 ± 0.6
Électrons de signal (%)	2.0 ± 0.7	10.1 ± 0.7

TABLE 6.5 – Pourcentage des différentes origines des candidats électrons avec $7 < E_T < 26$ GeV dans les échantillons simulés après la présélection et l’identification. Dans ce domaine d’énergie, la composante du signal est généralement dominée par les électrons issus de la désintégration semi-leptonique des hadrons lourds. On considère que les électrons venant de bosons W/Z ne contribue à la composante du signal que pour une faible fraction. Les erreurs citées dans le tableau sont purement statistiques.

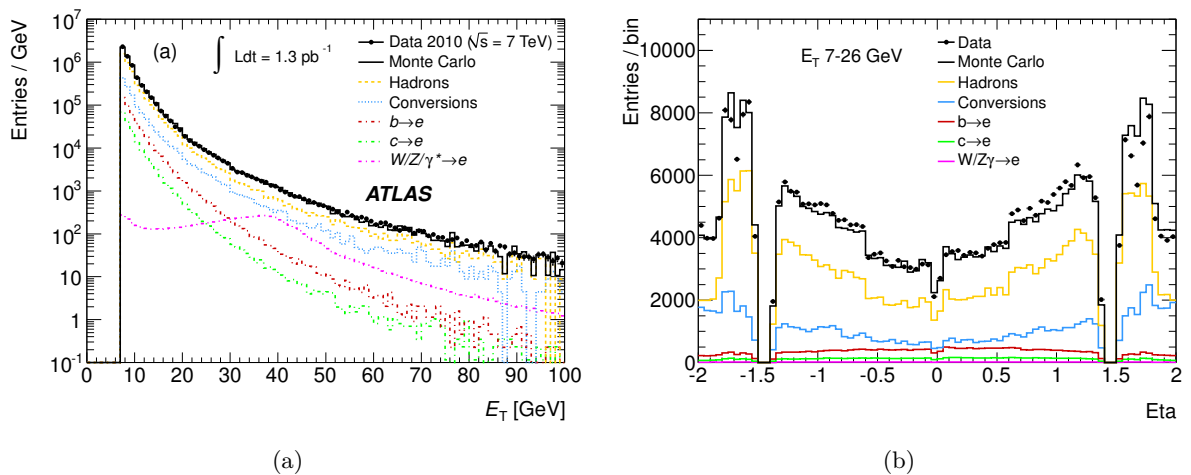


FIGURE 6.1 – Distributions en fonction de l’énergie transverse de l’amas E_T (a) et de la pseudorapidité η (b) des électrons sélectionnés par l’application des critères d’identification. Pour la distribution en pseudorapidité une limite supérieure à 26 GeV en E_T est imposée.

du spectre inclusif des électrons : signal ($Q \rightarrow e$), hadrons mal identifiés ($h \rightarrow e$) et conversions ($\gamma \rightarrow e$). Pour ces deux méthodes, il suffit de choisir deux variables : l'une permettant la séparation entre les hadrons mal identifiés et les deux autres contributions, l'autre permettant la discrimination entre les électrons du signal et les conversions.

6.4.1 Les variables discriminantes

La soustraction du bruit de fond (hadrons mal identifiés et électrons venant des processus de conversion des photons) faite à l'aide de méthodes basées sur l'utilisation de certaines variables discriminantes est réalisée à partir du lot d'électrons satisfaisant les critères de présélection et d'identification. Le pouvoir discriminatoire de chaque variable à ce niveau de sélection est montré figure 6.2 ; les trois différentes sources d'électrons attendues sont mises en évidence.

Discrimination des hadrons mal identifiés :

En exploitant les performances des différents sous-détecteurs d'ATLAS on peut repérer au moins trois variables qui permettent la séparation de ce bruit de fond des deux autres contributions.

- TR_{frac} : Le TRT permet l'étude des radiations de transition. Les pions et les kaons, au contraire des électrons, sont généralement caractérisés par des radiations faiblement énergétiques. Cette particularité peut être exploitée en regardant pour chaque trace considérée, la distribution du rapport entre le nombre de coups dans le TRT qui passent le plus haut seuil (*high-threshold*) et le nombre total de coups. Cette variable ainsi construite est appelée dans la suite TR_{frac} .

La figure 6.2(a) montre que le bruit de fond hadronique est caractérisé par des faibles valeurs de TR_{frac} (inférieure à 10%), alors que les électrons ($\gamma \rightarrow e$ et $Q \rightarrow e$) montrent des rapport plus élevés.

- f_1 : Les formes des gerbes électromagnétiques des hadrons et des électrons sont généralement différentes. En particulier, dans le domaine des énergies considérées, les gerbes des électrons ont tendance à déposer environ 30 et 40% de leur énergie dans le premier compartiment du calorimètre. Au contraire, comme montré par les figures 6.2(d) et 6.3, les hadrons tels que les pions et les kaons ne déposent qu'une très faible fraction de leur énergie (environ 10%). C'est pour ce pouvoir de réjection des hadrons sans endommager la composante du signal que cette variable peut être considérée comme une variable discriminante.

- E/p : Le rapport entre l'énergie mesurée dans le *EMCAL* et l'impulsion de la trace (appelé dans la suite E/p) est aussi une variable qui permet la discrimination du bruit de fond hadronique des autres contributions. Dans le domaine d'énergies considéré, les hadrons mal identifiés satisfaisant les critères d'identification vont déposer presque toute leur énergie dans le *EMCAL*. La valeur attendue pour l'observable E/p est alors proche de 1.

La figure 6.2(c) montre l'allure pour cette observable de chacune des contributions : le pic de la distribution des hadrons se situe à des valeurs inférieures à l'unité (~ 0.6). Cela est principalement dû à la nature non compensatrice du calorimètre. Les électrons montrent par contre un pic autour de 1 et une longue queue. Ces valeurs élevées de E/p sont dues

aux processus de bremsstrahlung, ainsi qu'à des surestimations de l'énergie déposée dans les amas⁸.

Discrimination entre le signal et les conversions

Les informations venant de la première couche du détecteur de pixels (B-layer) sont utilisées pour discriminer les électrons du signal ($Q \rightarrow e$) des conversions ($\gamma \rightarrow e$). En effet, la majorité des photo-conversions se produit au-delà de ce module. Cela est dû à la faible quantité de matériel entre le point d'interaction et le $B - Layer$ lui-même. L'information exploitée est le nombre de coups dans cette couche, appelé par la suite $nBLhits$.

6.4.2 La méthode de la matrice

Cette section est dédiée à l'une des deux techniques de soustraction de bruit de fond étudiées appelée *méthode de la matrice* [149].

Dans les paragraphes suivants les principes de la méthode sont décrits en détails ainsi que les variables utilisées pour discriminer la composante du signal ($Q \rightarrow e$) des bruits de fond ($h \rightarrow e$ et $\gamma \rightarrow e$). Les résultats obtenus en utilisant cette méthode sont ensuite brièvement présentés.

Un sous-lot de données, correspondant à une luminosité intégrée de 13.8 nb^{-1} a été utilisé pour le développement de cette analyse. Ce sous-lot correspond aux périodes A , B et C pour lesquelles les conditions de déclenchement des événements sont celles présentées table 6.1. Pour la simulation, l'échantillon *filtered minimum bias* (voir table 6.2) a été pris en compte.

La sélection des événements est celle présentée à la section 6.3.1 à l'exception d'un des critères de *présélection*. Le critère imposé sur la fraction d'énergie déposée dans le premier compartiment du calorimètre f_1 est remplacé par une condition analogue. Seuls les électrons ayant une fraction de coups dans le TRT, au delà du plus haut seuil (*high threshold*), supérieure à 5% sont sélectionnés. De même que le critère imposé sur f_1 , ce critère vise au rejet de pions et de kaons.

6.4.2.1 Description de la méthode

La méthode de la matrice permet d'avoir accès à chacune des trois contributions du spectre inclusif des électrons ($h \rightarrow e$, $\gamma \rightarrow e$ et $Q \rightarrow e$), à l'aide de deux variables discriminantes. Pour chaque composante du spectre elle permet de prédire le nombre d'électrons attendu ainsi que le spectre en énergie transverse et en pseudorapacité. De plus, il est possible aussi de prédire le spectre pour tout autre variable intéressante si celle-ci est indépendante des variables discriminantes choisies.

La méthode est intéressante car elle permet de déterminer les différentes contributions au spectre en utilisant le plus possible les données, en réduisant ainsi la dépendance de la simulation.

f_1 et $nBLhits$ sont les variables discriminantes choisies pour cette analyse. Le principe de la méthode est le suivant :

- **Estimation du nombre d'électrons pour chaque contribution au spectre inclusif**
Pour chaque électron satisfaisant les critères de *présélection* et d'*identification* des critères supplémentaires sur les variables discriminantes (f_1 et $nBLhits$) sont appliqués. Il est possible de déterminer la probabilité qu'un électron d'une certaine population (h , γ ou

8. Ceci se vérifie dans les cas où la reconstruction de l'énergie de l'amas inclut la contribution des particules voisines.

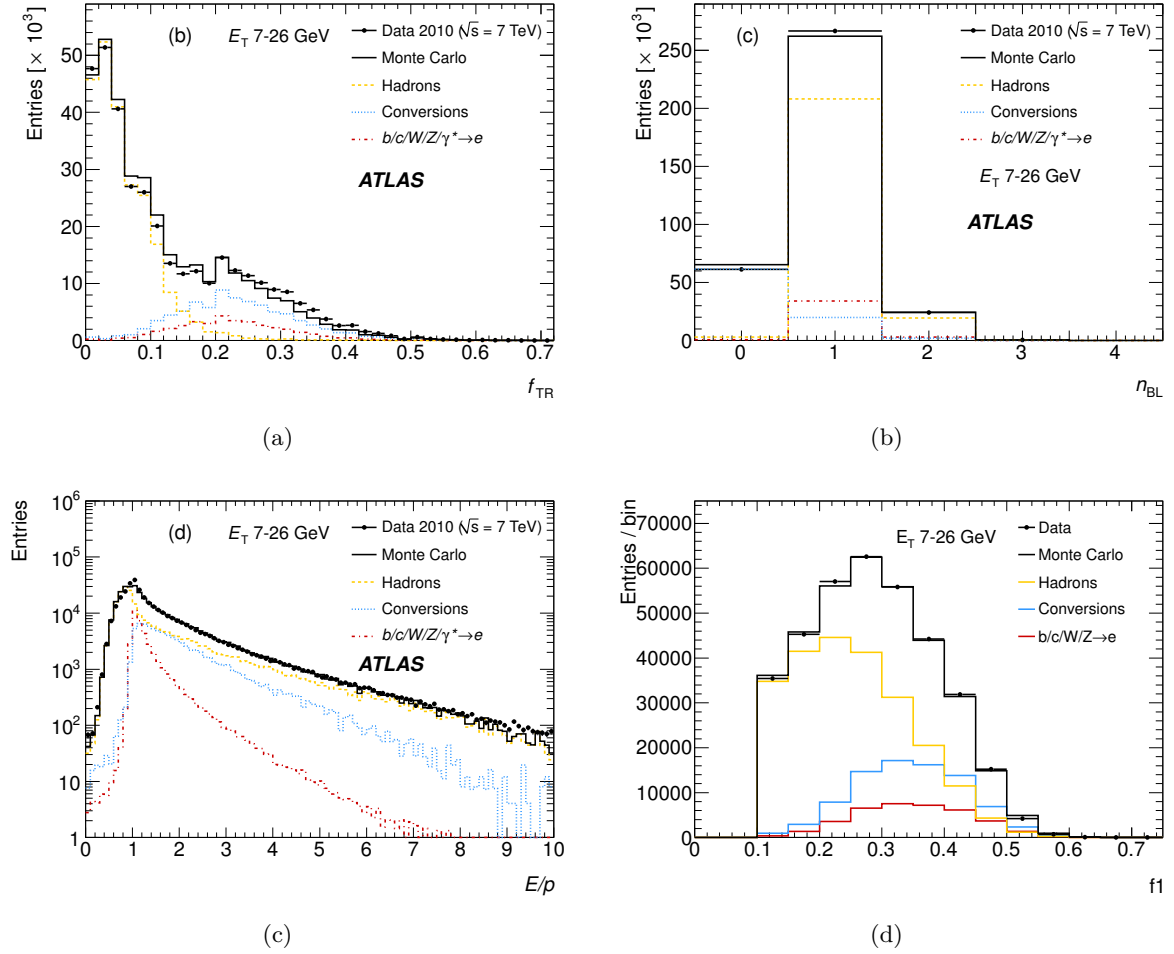


FIGURE 6.2 – Distribution des variables discriminant les électrons du signal ($b/c/W/Z$) $Q \rightarrow e$ de ceux venant du bruit de fond ($h \rightarrow e$ et $\gamma \rightarrow e$) : fraction (TR_{frac}) de coups dans le TRT passant le plus haut seuil (high-threshold) (a) ; nombre de coups de la trace de l'électron dans le module à pixels B-layer (b) ; rapport, E/p , entre l'énergie déposée dans l'amas calorimétrique et l'impulsion de la trace (c) ; fraction d'énergie déposée dans le premier compartiment du calorimètre électromagnétique (d).

Q) ait une certaine valeur de f_1 ou de $nBLhits$. Dans l'analyse présentée dans la suite, ces probabilités sont déterminées par l'étude des distributions, mesurées et simulées, des deux variables discriminantes. Le nombre d'électrons observé satisfait ainsi le système d'équation suivant :

$$\begin{aligned} N &= N^h + N^\gamma + N^Q \\ N_{f_1} &= N^h \epsilon_{f_1}^h + N^\gamma \epsilon_{f_1}^\gamma + N^Q \epsilon_{f_1}^Q \\ N_{BL,f_1} &= N^h \epsilon_{BL}^h \epsilon_{f_1}^h + N^\gamma \epsilon_{BL}^\gamma \epsilon_{f_1}^\gamma + N^Q \epsilon_{BL}^Q \epsilon_{f_1}^Q, \end{aligned}$$

ou, en forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} N \\ N_{f_1} \\ N_{BL,f_1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ \epsilon_{f_1}^h & \epsilon_{f_1}^\gamma & \epsilon_{f_1}^Q \\ \epsilon_{BL}^h \epsilon_{f_1}^h & \epsilon_{BL}^\gamma \epsilon_{f_1}^\gamma & \epsilon_{BL}^Q \epsilon_{f_1}^Q \end{pmatrix} \begin{pmatrix} N^h \\ N^\gamma \\ N^Q \end{pmatrix} \quad (6.2)$$

où :

- N : est le nombre total d'électrons observé. De même, N_{f_1} et N_{BL,f_1} sont les nombres d'électrons satisfaisant les critères supplémentaires sur f_1 et, $nBLhits$ et f_1 .
- $\epsilon_{f_1}^h$, $\epsilon_{f_1}^\gamma$ et $\epsilon_{f_1}^Q$ sont les probabilités qu'un électron du bruit de fond ou du signal ait une certaine valeur de f_1 ;
- ϵ_{BL}^h , ϵ_{BL}^γ et ϵ_{BL}^Q sont les probabilités qu'un électron du bruit de fond ou du signal ait une certaine valeur de $nBLhits$;

Comme les probabilité ϵ_{f_1} et ϵ_{BL} sont connues pour toute population car extraites de la simulation ou des données (voir paragraphe suivant), les nombres d'électrons pour chaque composante du spectre inclusif (N^h , N^γ et N^Q) restent les seules inconnues.

L'application des critères sur f_1 et $nBLhits$ est caractéristique pour chaque population ; les trois équations sont donc linéairement indépendantes et la matrice est ainsi inversible. Le nombre attendu d'électrons pour chaque population peut être ainsi extrait.

• **Prédiction des spectres attendus pour chaque contribution au spectre inclusif**

Une fois déterminé le nombre d'électrons pour chaque contribution ($h \rightarrow e$, $\gamma \rightarrow e$ et $Q \rightarrow e$) il est possible d'extraire le spectre attendu pour tout autre variable intéressante (appelée y) indépendante des variables discriminantes. Pour ce faire un deuxième système d'équations est utilisé :

$$\begin{pmatrix} N(y) \\ N_{f_1}(y) \\ N_{BL,f_1}(y) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} N^h & N^\gamma & N^Q \\ N^h \epsilon_{f_1}^h & N^\gamma \epsilon_{f_1}^\gamma & N^Q \epsilon_{f_1}^Q \\ N^h \epsilon_{BL}^h \epsilon_{f_1}^h & N^\gamma \epsilon_{BL}^\gamma \epsilon_{f_1}^\gamma & N^Q \epsilon_{BL}^Q \epsilon_{f_1}^Q \end{pmatrix} \begin{pmatrix} f^h(y) \\ f^\gamma(y) \\ f^Q(y) \end{pmatrix} \quad (6.3)$$

où :

- $f(y)$ représente la distribution de probabilité de la variable y pour une certaine population ;

- $N(y)$, $N_{f1}(y)$ et $N_{BL,f1}(y)$ sont les nombres d'électrons observés pour des valeurs de la variable y après l'application des différents critères : *présélection* et *identification* ($N(y)$), puis critère sur f_1 ($N_{f1}(y)$) et sur $nBLhits$ ($N_{BL,f1}(y)$).

Afin d'obtenir une meilleure qualité des résultats, chaque quantité impliquée dans les systèmes 6.2 et 6.3 est déterminées par pas d'énergie transverse E_T et de pseudorapidité η . Cette façon de procéder fait que les systèmes ci-dessus sont sur-contraints car le nombre d'inconnues (N^h , N^γ et N^Q) est inférieur au nombre d'équations. Une bonne stabilité des résultats est ainsi obtenue. Une telle construction des systèmes d'équations, rend cette méthode très similaire aux méthodes classiques d'ajustements de distributions.

6.4.2.2 Les distributions de probabilités ϵ_{f1} et ϵ_{BL}

La qualité des résultats obtenus avec l'application de la méthode est fortement déterminée par le choix des distributions de probabilité ϵ_{f1} et ϵ_{BL} , intervenant dans les deux systèmes d'équations. Si la probabilité relative à une certaine variable est extraite de la distribution simulée, l'accord entre données et simulation est alors fondamental. En effet, toute déviation du spectre entre données et simulation implique un biais dans les résultats finaux. Pour cette raison une étude approfondie destinée au meilleur choix de ces probabilités a été développée. La figure 6.2 montre l'accord donnée-simulation pour les quatre variables discriminantes possibles.

Pour les deux variables choisies dans cette analyse, à savoir f_1 et $nBLhits$, la qualité des distributions simulées a pu être étudiée à l'aide de deux échantillons purs de données : un échantillon de hadrons et un échantillon de conversions obtenus par sélection directe par des coupures bien choisies. Bien sûr, aucun échantillon d'électrons de signal n'a pu être utilisé à cause de l'impossibilité de toute extraction directe à partir du lot de données utilisé.

- ◊ **Détermination de ϵ_{f1}^h** : La figure 6.3 montre que la distribution de la variable f_1 pour la composante hadronique n'est pas bien reproduite par la simulation. Pour cette raison, la probabilité ϵ_{f1}^h est extraite en utilisant un lot de données spécifiquement sélectionné pour qu'il soit pur en $h \rightarrow e$.

Ce lot est obtenu en sélectionnant les électrons satisfaisant les critères de *présélection* et d'*identification* à l'exception de la coupure sur f_1 , mais en appliquant un critère supplémentaire ($TR_{frac} < 5\%$) destiné à sélectionner presque exclusivement kaons et pions. La contamination des conversions dans ce lot est inférieure à 1%. La figure 6.3 montre la comparaison entre trois distributions de cette observable : une obtenue avec le lot pur de hadrons, une avec la simulation et la troisième avec l'application de la méthode de la matrice basée sur TR_{frac} ⁹. Cette comparaison montre clairement la déviation de la distribution simulée par rapport à celle obtenue des données.

- ◊ **Détermination de ϵ_{f1}^γ et ϵ_{f1}^Q** : L'accord entre données et simulation est par contre satisfaisant lorsqu'on considère l'échantillon de conversions. Un lot pur est obtenu en considérant les électrons n'ayant pas de coup dans la première couche de pixel ($B - Layer$) et ayant une valeur de E/p supérieure à 0.8. Pour des raisons de statistique disponible, la probabilité ϵ_{f1}^γ est extraite à partir de l'échantillon simulé. Pour le signal, la probabilité ϵ_{f1}^Q est aussi extraite à partir du lot simulé. Ceci est justifié par le fait que, comme le dépôt

9. La méthode de la matrice utilisant comme variables discriminatoires TR_{frac} et $nBLhits$ n'est appliquée que pour $f_1 > 0.1$. La distribution présentée figure 6.3 sera discutée dans la suite du paragraphe.

d'énergie dans le premier compartiment du calorimètre doit être le même pour les électrons et les conversions aux mêmes conditions d'impulsion et pseudorapidité, il est raisonnable de supposer un bon accord entre données et simulation pour le signal, puisque c'est le cas pour les conversions.

- ◊ **Détermination de ϵ_{BL}** : Pour le signal et les conversions la probabilité ϵ_{BL} est extraite de la simulation car aucune déviation entre le spectre des données et de la simulation n'est observée. Pour les hadrons cette probabilité, comme ϵ_{f1}^h est extraite du lot pur des données.

6.4.2.3 L'extraction du spectre inclusif des électrons

Une fois obtenues les différentes distributions de probabilité soit à partir des données quand cela a été possible soit à partir de la simulation, avant d'appliquer la méthode au lot des données sélectionnées, un test visant à vérifier le bon fonctionnement de la méthode a été fait à l'aide de la simulation.

- **Validation de la méthode à l'aide de la simulation**

L'utilisation exclusive d'échantillons simulés pour le test de validation, permet de connaître *a priori* le nombre exact d'électrons pour chaque composante du spectre et donc de vérifier la qualité des extractions.

Le test consiste à résoudre les systèmes d'équations 6.2 et 6.3 comme s'il s'agissait des vraies données. Dans le cadre de ce test, toutes les fonctions de probabilité sont extraites de la simulation.

La résolution du système (6.2) permet pour chaque composante du spectre ($h \rightarrow e$, $\gamma \rightarrow e$ et $Q \rightarrow e$) l'extraction du nombre d'électrons ainsi que la construction des distributions cinématiques attendues. Les résultats des nombres extraits sont résumés dans la table 6.6. Ces résultats sont obtenus en intégrant sur tout le domaine en impulsion et pseudorapidité considéré. Cette table montre aussi le nombre d'électrons attendu avec la vérité de la simulation et le nombre total d'électrons observés dans l'échantillon de la simulation reconstruite (pseudo-données). Par exemple, la composante du signal estimée par la méthode est de 13815 ± 285 quand le nombre attendu de la vérité de la simulation est de 13771 ± 118 . L'accord presque parfait ainsi obtenu, confirme que la méthode est robuste. Les spectres en E_T et η obtenues sont montrés figure 6.4. Chaque distribution extraite de la simulation reconstruite est comparée à la vérité. Ces figures, montrent encore une fois la qualité des performances de la méthode de la matrice.

La résolution du système d'équations (6.3) permet en plus d'extraire les distributions de tout observable indépendante des variables discriminantes. Le spectre de TR_{frac} ainsi extrait est montré figure 6.5 et comparé à la vérité pour chaque contribution ($h \rightarrow e$, $\gamma \rightarrow e$ et $Q \rightarrow e$). Un bon accord entre les distributions extraites par la méthode de la matrice et la vérité de la simulation est toujours obtenu, ce qui permet de valider la méthode.

- **Application aux données**

Les spectres en E_T et η obtenus sont montrés figure 6.6; les spectres pour la variable TR_{frac} sont montrés figure 6.7. Dans chacune de ces figures le spectre extrait par la méthode de la matrice est comparé à la distribution correspondante de la vérité. Les

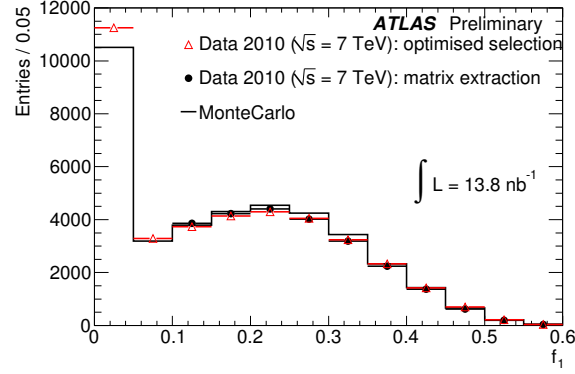


FIGURE 6.3 – Distribution de la fraction d’énergie déposée dans le premier compartiment du calorimètre électromagnétique. La distribution simulée est comparée à la distribution obtenue en utilisant un lot pur de hadrons (triangles rouges) dont la sélection est décrite dans le texte (voir section 6.4.2.2). Les points de mesure montrent la distribution de cette variable obtenue avec l’application de la méthode de la matrice en utilisant comme variables discriminatoires TR_{frac} et $nBLhits$.

	pseudo -données observés	$h \rightarrow e$		$\gamma \rightarrow e$		$Q \rightarrow e$	
		pseudo -données	simulation	pseudo -données	simulation	pseudo -données	simulation
Électrons	115432	75541 \pm 383	75613 \pm 275	27417 \pm 214	27388 \pm 166	13815 \pm 285	13771 \pm 118

TABLE 6.6 – Résumé des résultats du test de validation de la méthode de la matrice en utilisant f_1 et $nBLhits$. Des pseudo-données (simulation reconstruite) la composante du signal ($Q \rightarrow e$) et les bruits de fond ($h \rightarrow e$, $\gamma \rightarrow e$) sont extraits et comparés aux valeurs attendues de la vérité de de la simulation. Les erreurs citées sont purement statistiques.

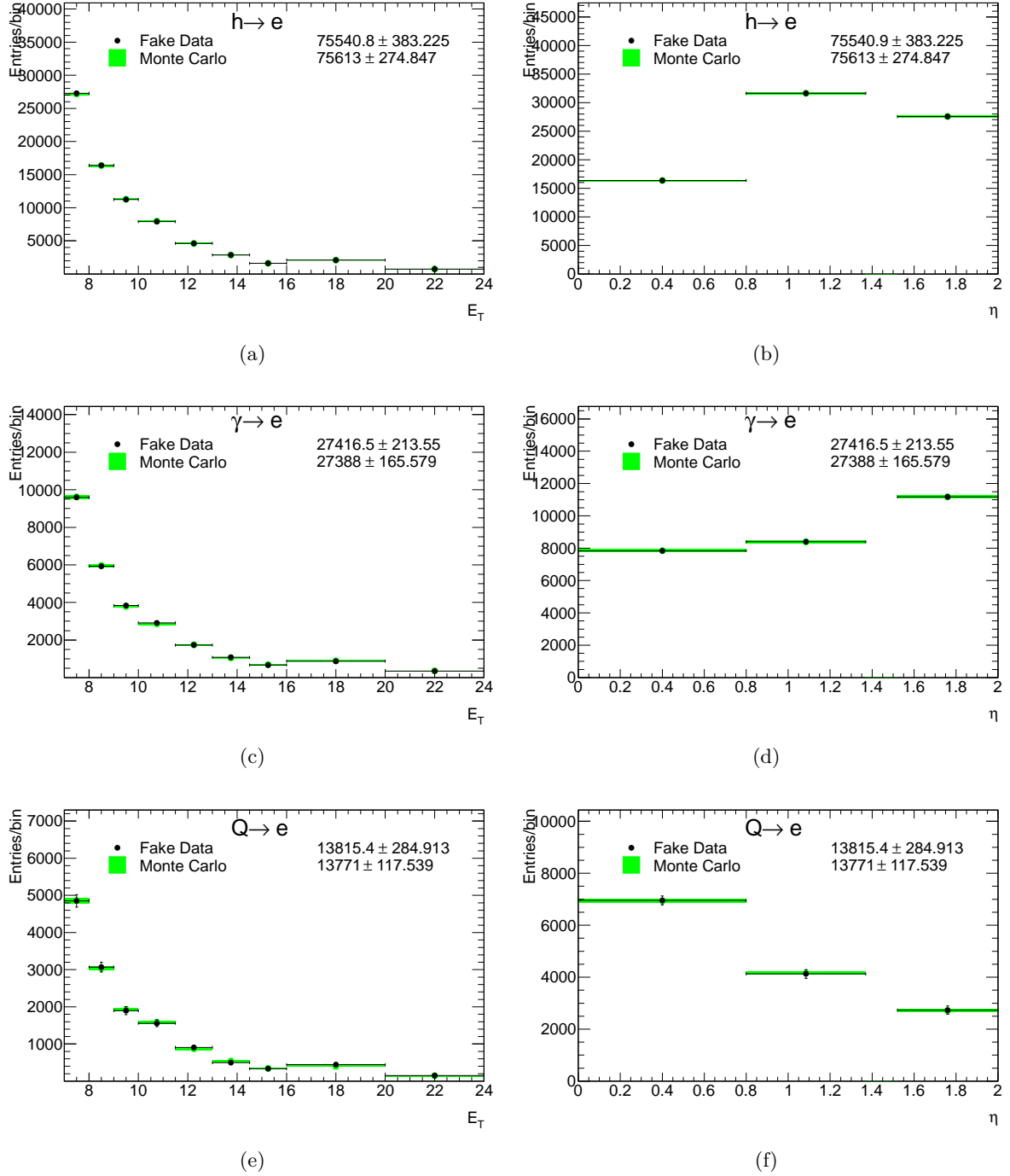


FIGURE 6.4 – Spectres en énergie transverse E_T (a, c, e) et en pseudorapidité η (b, d, f) extraits par la méthode de la matrice et comparés à la vérité de la simulation, dans le cadre du test de validation de la méthode. Les distributions extraites de la simulation reconstruite et attendues sont normalisées au même nombre d'électrons. Les erreurs représentées sont statistiques.

distributions extraites montrent que la forme du spectre est bien reproduite pour toutes les contributions.

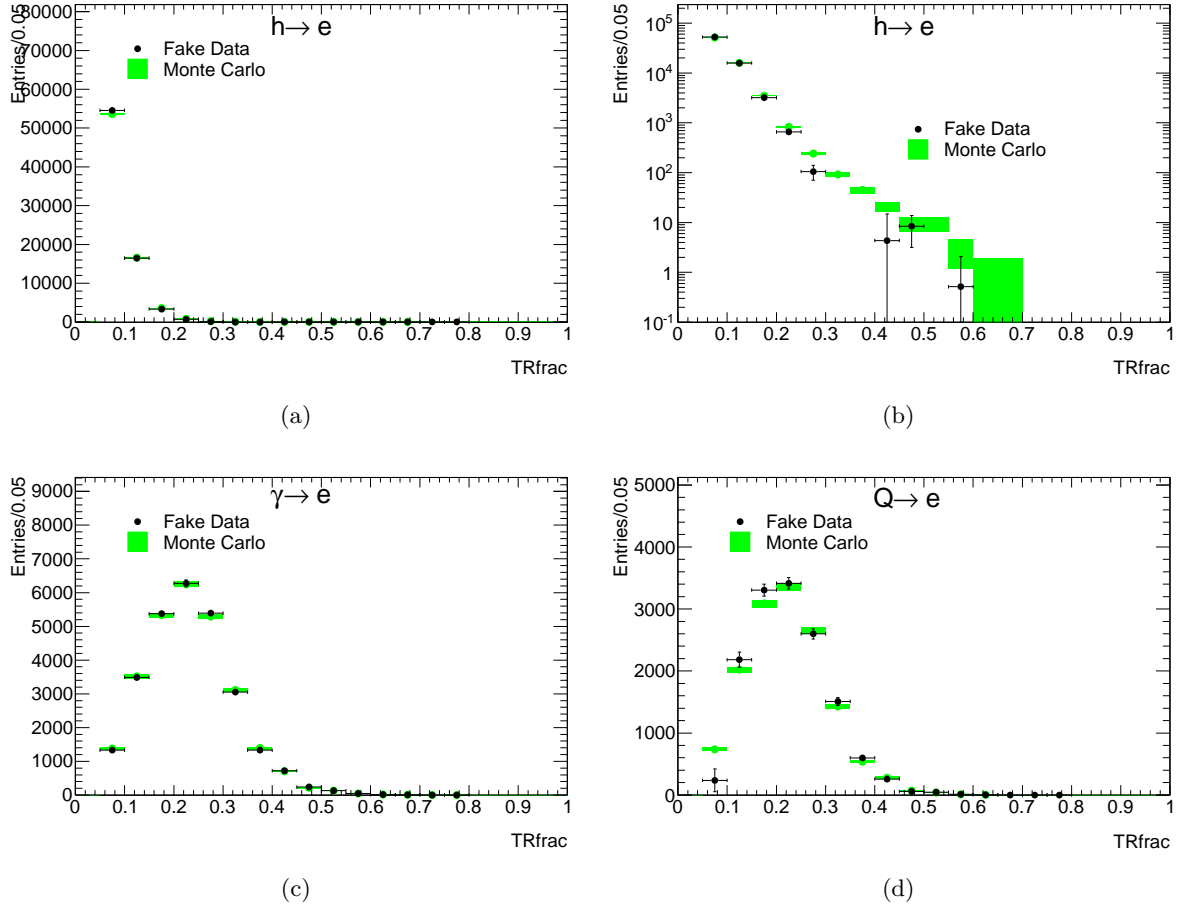


FIGURE 6.5 – Distributions de la fraction de coups dans le TRT passant le seuil (TR_{frac}) extraites par la méthode de la matrice de la simulation reconstruite (fake data) comparées à la vérité de la simulation pour les trois composantes du spectre, dans le cadre du test de validation de la méthode. La figure (b) montre la distribution obtenue pour la composante des hadrons (déjà montrée en (a)) en échelle logarithmique. Les distributions extraites et simulées sont normalisées au même nombre d'électrons et les erreurs représentés sont purement statistiques.

Les figures 6.7(a) et 6.7(b) en plus du spectre extrait et simulé pour TR_{frac} , montrent la distribution obtenue pour cette variable du lot pur de hadrons précédemment présenté (triangles rouges). Cette comparaison montre que le spectre prédit avec la méthode de la matrice reproduit très bien l'allure des données d'un lot pur.

Pour les conversions, la distribution de TR_{frac} (voir figure 6.7(c)) montre un décalage entre le spectre prédit et le spectre vrai. La comparaison avec le spectre extrait d'un lot pur de conversions (triangles rouges) montre, encore une fois, que la méthode utilisée reproduit bien les données d'un lot pur, alors que la simulation le fait de façon insatisfaisante.

Un accord parfait entre les distributions extraites et simulées n'est cependant pas attendu *a priori*, car la physique sous-jacente prise en compte dans les échantillons simulés peut ne pas être exactement la même que dans la réalité.

La table 6.7 montre le résumé des résultats des extractions et la figure 6.8 montre le spectre final obtenu pour la composante du signal. La vérité de la simulation a été normalisée au nombre d'électrons observés dans le lot des données après l'application des coupures de *présélection* et *identification*. D'un lot de données de 58031 candidats électrons ayant une énergie supérieure à 7 GeV, un signal de 9806 ± 196 électrons venant principalement de la désintégration semi-leptonique des quarks lourds, a été extrait à l'aide de la méthode de la matrice.

6.4.2.4 Conclusions et commentaires à la méthode de la matrice

La méthode de la matrice est une méthode intéressante car elle permet d'extraire à partir d'un lot de données, la composante du signal et des bruits de fond. Cette méthode, en plus du nombre d'électrons attendu, permet d'avoir une prédiction du spectre attendu pour toute composante.

Afin de vérifier les résultats obtenus, l'étude du spectre inclusif des électrons venant de la désintégration de quarks lourds a été développée au sein de la collaboration avec trois analyses différentes [150]. À côté de la méthode de la matrice présentée ici, une méthode de la matrice utilisant pour la discrimination de la composante hadronique TR_{frac} , au lieu de f_1 , a été développée. Une troisième analyse, basée aussi sur TR_{frac} pour la discrimination des hadrons, utilise une méthode de maximum de vraisemblance pour extraire les différentes composantes du spectre.

Il est important de remarquer que les analyses basées sur TR_{frac} présentent des critères de sélection miroir de ceux appliqués pour la méthode de la matrice basée sur f_1 . Les analogies et les différences des critères appliqués pour les trois analyses sont brièvement présentées table 6.8.

À titre d'exemple, la comparaison des résultats obtenus avec les deux implémentations de la méthode de la matrice est montrée table 6.9. Dans cette table les résultats précédemment présentés (voir table 6.8) sont normalisés au nombre d'électrons observés par les méthodes basées sur TR_{frac} . Cette comparaison montre que les deux implémentations de la méthode de la matrice ont la même allure : si l'on compare les chiffres venant des extractions à la vérité de la simulation on remarque une tendance de la méthode à surestimer la composante du signal.

Des études approfondies ont été développées au sein de la collaboration visant à sonder l'existence de possibles biais dans l'extraction, introduits par les critères de sélection appliqués. Ces études n'ont pu s'affiner qu'une fois la statistique disponible suffisante tant au niveau des données que de la simulation. Lorsque le choix de prendre les probabilités pour les différentes variables à partir des données a été fait quand cela était possible, aucun biais n'avait pu être mis en évidence. Elles ont été faites à l'aide de pseudo-expériences appliquées à la méthode du maximum de vraisemblance. Le doublet de variables discriminantes utilisé a été ainsi TR_{frac} et

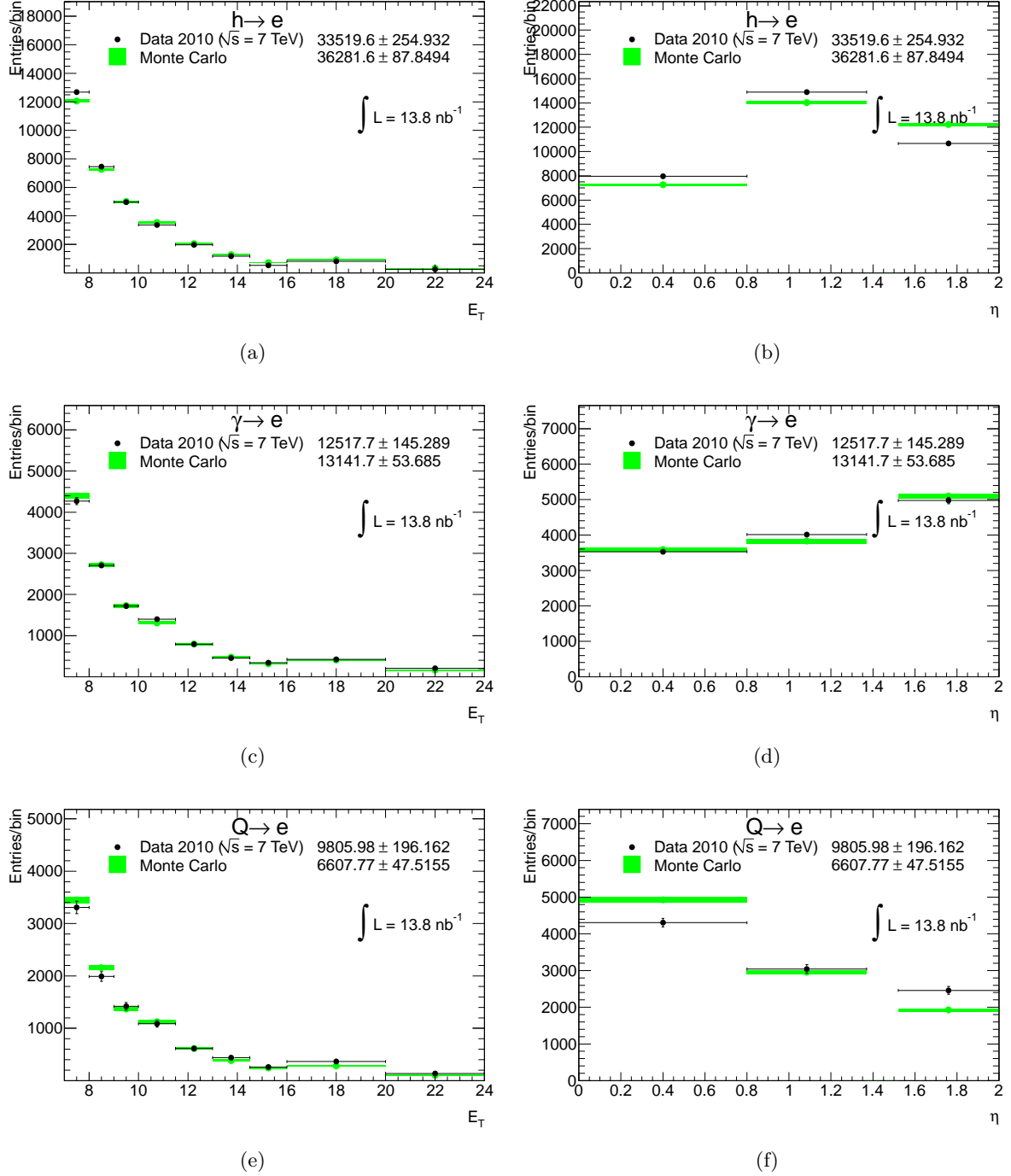


FIGURE 6.6 – Spectres en énergie transverse E_T (a, c, e) et en pseudorapidité η (b, d, f) extraits par la méthode de la matrice et prédits par la simulation. Les distributions extraites et simulées sont normalisées au même nombre d'électrons et les erreurs représentées sont purement statistiques.

CHAPITRE 6. MESURE DE LA SECTION EFFICACE DE PRODUCTION DES ÉLECTRONS VENANT DE LA DÉSINTÉGRATION DES QUARKS LOURDS

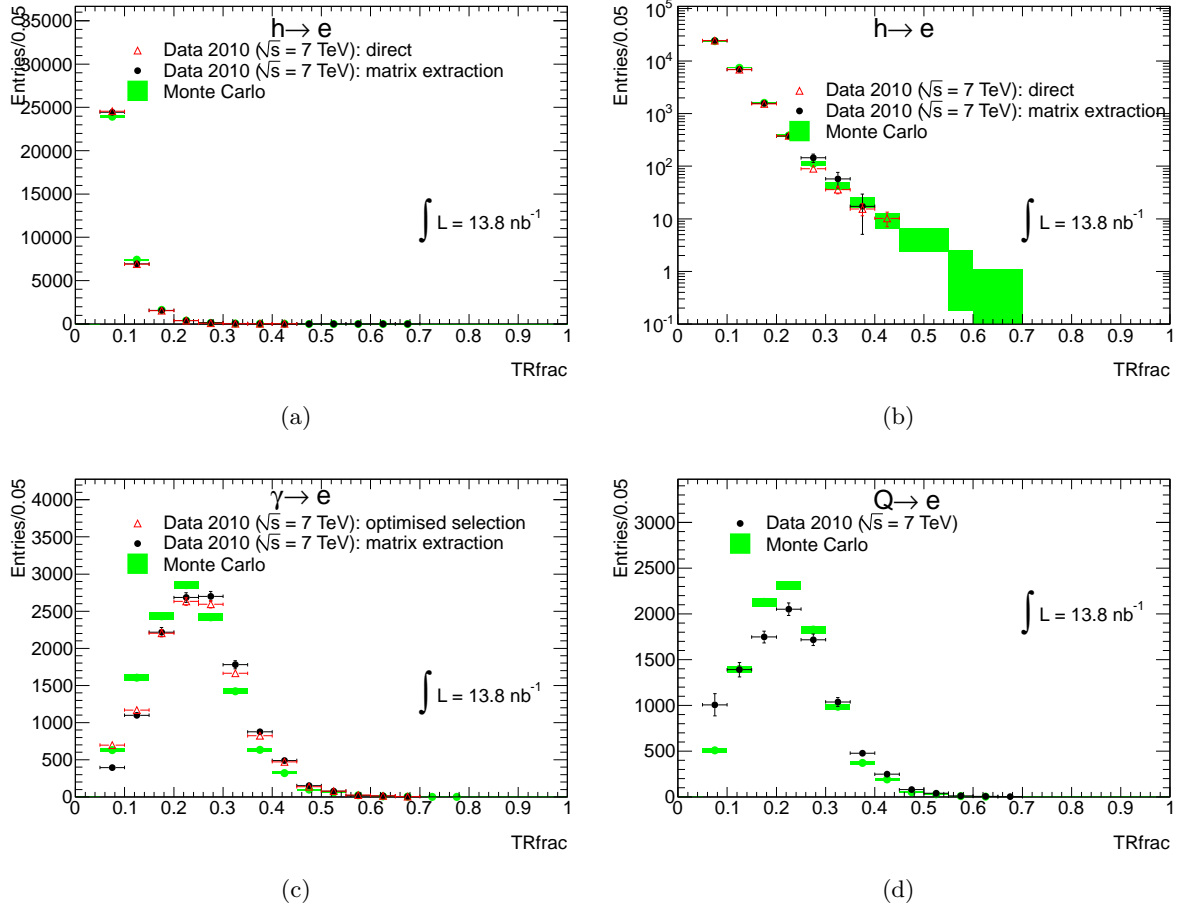


FIGURE 6.7 – Distribution de la fraction de coups de haut seuil (high threshold) dans le TRT (TR_{frac}) extraite avec la méthode de la matrice (points) et attendu de la vérité de la simulation pour les trois composantes du spectre. Les distributions extraites et simulées sont normalisées au même nombre d'électrons et les erreurs représentées sont purement statistiques. Les distributions obtenues pour les hadrons (a), ou en échelle logarithmique (b), et pour les conversions (c) sont comparés aussi aux distributions obtenues en utilisant des lots purs spécifiquement sélectionnés (triangles rouges).

	Données observées	$h \rightarrow e$		$\gamma \rightarrow e$		$Q \rightarrow e$	
		Données	simulation	Données	simulation	Données	simulation
Électrons	56031	33520 ± 255	36282 ± 88	12518 ± 145	13142 ± 54	9806 ± 196	6608 ± 48

TABLE 6.7 – Résumé des résultats des extractions obtenues avec la méthode de la matrice utilisant f_1 et $nBLhits$ pour extraire du spectre des données la composante du signal ($Q \rightarrow e$) et des bruits de fond ($h \rightarrow e$, $\gamma \rightarrow e$). Les chiffres venant de la simulation sont normalisés au nombre d'électrons satisfaisant les critères de présélection et identification observés dans le lot des données. Les erreurs citées sont purement statistiques.

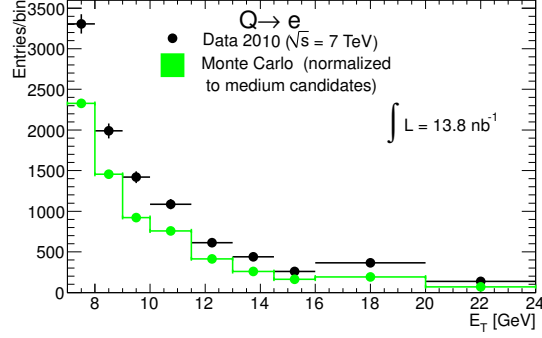


FIGURE 6.8 – Distribution de l'énergie transverse des électrons venant de la désintégration des quarks lourds extraite par la méthode de la matrice. Cette distribution est comparé à la distribution attendue par la simulation, normalisée au nombre d'électrons sélectionnés par les critères de présélection et identification.

$nBLhits$ et, en conséquence, le lot pur des hadrons a été sélectionné en utilisant le critère de sélection basé sur la variable f_1 (voir table 6.8).

Les pseudo-expériences sont réalisées à partir des distributions des variables discriminantes. Ces distributions sont extraites de la vérité de la simulation par pas de E_T et η et elles sont réalisées grâce à des tirages poissonniens, autour de la valeur mesurée dans la simulation. De nouvelles estimations de la composante du signal sont ainsi extraites en utilisant ces densités de probabilité modifiées. La différence entre les valeurs obtenues de ces nouvelles extractions et la valeur centrale, estimée en utilisant les distributions de probabilité venant, de la simulation, donne un estimateur statistique appelé *résidu*.

La figure 6.9 montre les distributions des *résidus* obtenues pour ces pseudo-expériences : un fort biais est visible pour la distribution de cet estimateur relative à la composante hadronique (figure 6.9(a)) et un biais opposé, du même ordre de grandeur, est observé pour la composante du signal (figure 6.9(c)). La distribution des *résidus* pour les conversions est au contraire centrée en zéro (figure 6.9(b)).

Pour sonder l'origine du biais observé, d'autres pseudo-expériences ont été mises en place. Dans ce cas, le lot de hadrons est sélectionné en appliquant une coupure sur la variable E/p . Les distributions des *résidus* calculés à partir des pseudo-expériences sont montrées figure 6.10. Dans ce cas, pour les trois contributions au spectre aucun biais n'est observé.

Cette étude montre ainsi que les déviations des extractions observés pour la composante des hadrons et du signal extraites de la méthode de la matrice (et basée sur f_1 et sur TR_{frac}) résident dans les corrélations entre les différents critères de sélection appliqués lors de l'analyse. En effet, un lot pur de hadrons n'est accessible que par une coupure sur f_1 ou sur TR_{frac} , mais cette coupure biaise la distribution obtenue respectivement pour TR_{frac} ou f_1 pour les hadrons. Et d'autre part, choisir de se baser sur la distribution simulée de f_1 ou TR_{frac} pour les hadrons introduit une systématique importante liée au désaccord entre simulation et données pour ces deux variables.

Les résultats obtenus par cette méthode ne sont pas ainsi totalement satisfaisants pour cette analyse, car ils dépendent entièrement du choix des distributions de probabilité sur les variables discriminantes. Des distributions non biaisées avec une statistique suffisante pour la composante hadronique ne peuvent pas être extraites dans les conditions de l'analyse.

CHAPITRE 6. MESURE DE LA SECTION EFFICACE DE PRODUCTION DES ÉLECTRONS VENANT DE LA DÉSINTÉGRATION DES QUARKS LOURDS

critère	matrice f_1 & $nBLhits$	matrice TR_{frac} & $nBLhits$	maximum vraisemblance
<i>présélection</i>	$TR_{frac} > 0.05$	$f_1 > 0.1$	$f_1 > 0.1$
<i>identification</i>	standard	standard	standard
lot pur de hadrons	$TR_{frac} < 0.05$	$f_1 < 0.1$	$f_1 < 0.1$

TABLE 6.8 – Comparaisons des critères appliqués dans les deux implémentations de la méthode de la matrice et la méthode du maximum de vraisemblance étudiées pour extraire les différentes contributions au spectre inclusif des électrons. Les critères appelés “standard” correspondent aux critères présentés en section 6.3.1.

variables discriminantes	Données observées	$h \rightarrow e$		$\gamma \rightarrow e$		$Q \rightarrow e$	
		Données	simulation	Données	simulation	Données	simulation
f_1 & $nBLhits$	67124	40156 \pm 299	43465 \pm 105	14996 \pm 174	15744 \pm 65	11747 \pm 235	7916 \pm 58
TR_{frac} & $nBLhits$	67124	43470 \pm 240	46730 \pm 150	13160 \pm 150	13580 \pm 80	9920 \pm 160	6890 \pm 60

TABLE 6.9 – Comparaison des résultats des extractions obtenues par les deux implémentations de la méthode de la matrice : la variable discriminante pour la composante hadronique est une fois f_1 , une fois TR_{frac} . Les résultats extraits par la méthode basée sur f_1 ont été normalisés au nombre d’électrons observés après l’application des coupures étudiées pour l’autre implémentation.

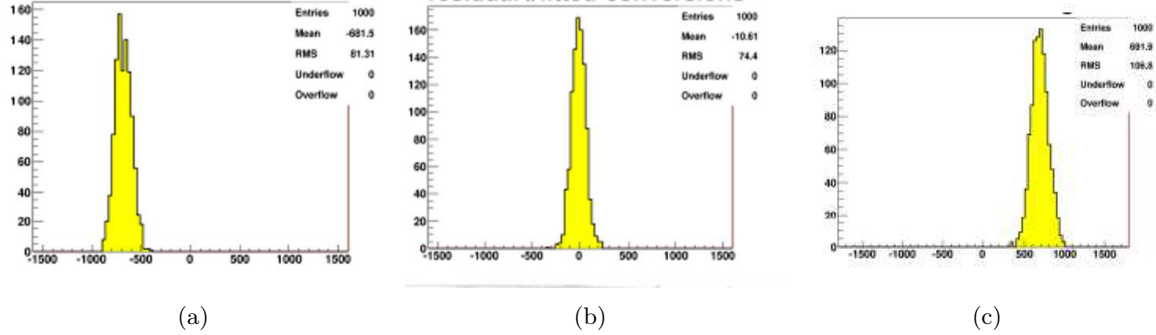


FIGURE 6.9 – Étude du biais observé dans les résultats des extractions de la méthode de la matrice : distributions des résidus relatifs aux pseudo-expériences basées sur une méthode de maximum de vraisemblance dans lesquelles la discrimination de la composante hadronique a été faite en utilisant la variable TR_{frac} .

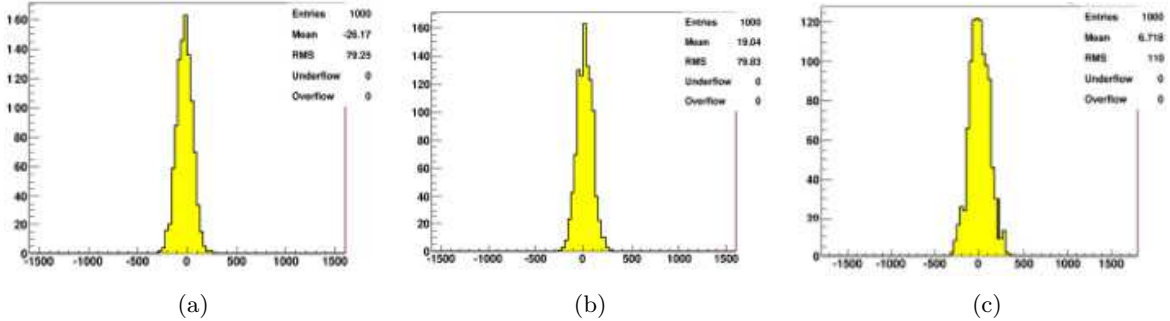


FIGURE 6.10 – Étude du biais observé dans les résultats des extractions de la méthode de la matrice : distributions des résidus relatifs aux pseudo-expériences basées sur une méthode de maximum de vraisemblance dans lesquelles la discrimination de la composante hadronique a été faite en utilisant la variable E/p .

6.4.3 La méthode des *tuiles*

Afin de se défaire du biais observé dans les résultats de la *méthode de la matrice*, une deuxième méthode toujours destinée à soustraire le bruit de fond a été expérimentée. Elle est appelée la *méthode des tuiles* (de l'anglais *Tiles Method*). Historiquement, cette méthode a été développée dans le cadre des études d'estimation du bruit de fond QCD au sein des analyses de processus super symétriques [151].

6.4.3.1 Description de la méthode

La *méthode des tuiles* est une méthode qui permet d'estimer le nombre d'événements de signal et de bruit de fond grâce à la connaissance de certaines distributions des données. Comme la méthode de la matrice, cette méthode se base sur deux (ou plus) variables bien choisies, discriminant le signal du bruit de fond et permettant la segmentation du signal en différentes régions (*tuiles*). Dans ce paragraphe la méthode est décrite en détail, dans le cas de la configuration la plus simple : deux variables discriminantes et 2×2 *tuiles*. L'extension à trois variables discriminantes et $n \times n$ *tuiles*, est ensuite immédiate.

Il est possible de définir un plan (f_1 , $nBLhits$) qui sera divisé en quatre régions (ou *tuiles*) appelés A , B , C et D (voir figure 6.11). La délimitation de chacune de ces tuiles est déterminée par l'allure des distributions bidimensionnelles sur les deux variables du signal ($Q \rightarrow e$) et du fond ($h \rightarrow e$ et $\gamma \rightarrow e$). Dans chaque *tuile* du plan le nombre attendu d'événements peut s'écrire :

$$\begin{aligned} N_A^{obs} &= p_A^{h \rightarrow e} N^{h \rightarrow e} + p_A^{\gamma \rightarrow e} N^{\gamma \rightarrow e} + p_A^{Q \rightarrow e} N^{Q \rightarrow e} \\ N_B^{obs} &= p_B^{h \rightarrow e} N^{h \rightarrow e} + p_B^{\gamma \rightarrow e} N^{\gamma \rightarrow e} + p_B^{Q \rightarrow e} N^{Q \rightarrow e} \\ N_C^{obs} &= p_C^{h \rightarrow e} N^{h \rightarrow e} + p_C^{\gamma \rightarrow e} N^{\gamma \rightarrow e} + p_C^{Q \rightarrow e} N^{Q \rightarrow e} \\ N_D^{obs} &= p_D^{h \rightarrow e} N^{h \rightarrow e} + p_D^{\gamma \rightarrow e} N^{\gamma \rightarrow e} + p_D^{Q \rightarrow e} N^{Q \rightarrow e} \end{aligned} \quad (6.4)$$

où

- $p_i^{h \rightarrow e}$, $p_i^{\gamma \rightarrow e}$ et $p_i^{Q \rightarrow e}$ indiquent la fraction d'événements, respectivement des bruits de fond ($h \rightarrow e$ et $\gamma \rightarrow e$) et du signal ($Q \rightarrow e$), dans une certaine *tuile* i ($i = A, B, C$, ou D) du plan. Cette fraction représente la probabilité pour un événement du signal ou d'un des bruits de fond d'appartenir à une certaine région du plan.
- N_i^{obs} est le nombre observé d'événements du signal ou des bruits de fond dans la région i .
- $N^{Q \rightarrow e}$, $N^{\gamma \rightarrow e}$ et $N^{h \rightarrow e}$ sont respectivement le nombre d'événements du signal et des bruits de fond à déterminer ;
- l'unitarité du système impose :

$$N_A^{obs} + N_B^{obs} + N_C^{obs} + N_D^{obs} = N^h + N^\gamma + N^Q \quad (6.5)$$

D'après 6.4 et 6.5 le problème est posé par un système de 5 équations à 15 inconnues. Pour résoudre le système, trois hypothèses sont posées :

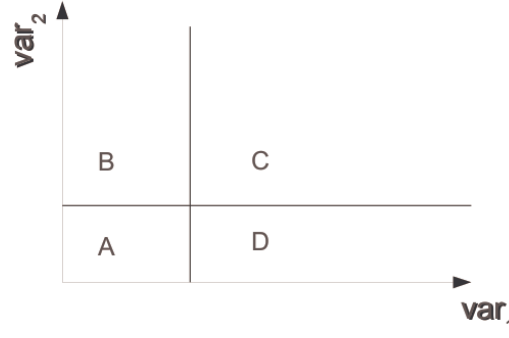


FIGURE 6.11 — Représentation schématique de la subdivision du plan par l'utilisation de deux variables discriminantes dans le cadre de la méthode des tuiles.

- (i) la contamination dans chaque *tuile* due au bruit de fond ($p_i^{h \rightarrow e}, p_i^{\gamma \rightarrow e}$) est estimée à l'aide de la simulation. En fait, dans la limite d'un nombre de *tuiles* infinie de taille infinitésimale la connaissance de la densité de probabilité à deux dimensions est indispensable. Ceci réduit le nombre d'inconnues du système à 7 ;
- (ii) pour les événements du signal, les variables discriminantes doivent être indépendantes ;
- (iii) les distributions des variables choisies (f_1 et $nBLhits$, dans le cas de l'analyse) doivent permettre la discrimination du signal des bruits de fond dans chacune des différentes *tuiles*.

La deuxième hypothèse relative à l'indépendance des variables discriminantes, au moins pour la composante du signal, permet d'écrire les relations suivantes :

$$\begin{aligned}
 p_A^{Q \rightarrow e} &= (1 - p_{f1}^{Q \rightarrow e})(1 - p_{nBL}^{Q \rightarrow e}) \\
 p_B^{Q \rightarrow e} &= (1 - p_{f1}^{Q \rightarrow e})p_{nBL}^{Q \rightarrow e} \\
 p_C^{Q \rightarrow e} &= p_{f1}^{Q \rightarrow e} p_{nBL}^{Q \rightarrow e} \\
 p_D^{Q \rightarrow e} &= p_{f1}^{Q \rightarrow e}(1 - p_{nBL}^{Q \rightarrow e})
 \end{aligned} \tag{6.6}$$

où $p_{f1}^{Q \rightarrow e}$ et $p_{nBL}^{Q \rightarrow e}$ indiquent les fractions d'événements appartenant à un certain domaine de valeurs respectivement pour f_1 et $nBLhits$. Dans le développement des équations (6.6) la contribution du signal a été supposée dominante dans la région C , afin de respecter l'exemple des variables discriminantes choisies.

L'utilisation des équations (6.6) permet de réduire ultérieurement le nombre d'inconnues à cinq. En conséquence le système 6.4 peut être ainsi résolu et le nombre d'événements de signal peut être déterminé.

L'extension de la méthode de 2×2 *tuiles* avec une seule division par variable (2 pas), à $n \times n$ *tuiles* avec $(n - 1)$ divisions par variable est immédiate : la construction de n^2 *tuiles* donne un système de $n + 1$ équations avec $2n + 1$ inconnues¹⁰. Le système est ainsi surcontraint pour $n > 2$

10. $2 \times (n - 1)$ inconnues viennent des fractions du signal dans les différentes région, les trois autres inconnues qui restent sont le nombre d'événements du signal et du fond.

et la solution unique est déterminée par un estimateur donnant la minimisation d'une fonction de vraisemblance :

$$-\ln \mathcal{L}(N^{Q \rightarrow e}, N^{\gamma \rightarrow e}, N^{h \rightarrow e}) = \sum_i^n (N_i - N_i^{obs} \ln(N_i)) \quad (6.7)$$

où :

- N_i est le nombre d'événements attendus dans la *tuile* i et $N_i = N^{Q \rightarrow e} p_i^{Q \rightarrow e} + N^{\gamma \rightarrow e} p_i^{\gamma \rightarrow e} + N^{h \rightarrow e} p_i^{h \rightarrow e}$
- N_i^{obs} est le nombre d'électrons observé dans la *tuile* i .

Les études des variables discriminantes développées pour la *méthode de la matrice* ont montré que les distributions simulées de la composante hadronique reproduisent les données de façon insatisfaisante et que l'utilisation de ces densités de probabilité introduisait un biais dans les extractions finales. Pour cette raison, la *méthode des tuiles* a été modifiée en laissant les distributions de probabilité de la composante des $h \rightarrow e$ comme des paramètres libres de l'ajustement. Pour ce faire une troisième variable discriminante est prise en compte. Dans le cas de l'analyse présentée dans la suite de la section, cette troisième variable est TR_{frac} . La fonction de probabilité de la composante hadronique à trois dimensions ($p^{hadrons \rightarrow e}(f_1, nBLhits, TR_{frac})$) est ainsi une nouvelle inconnue. Dans le cadre de l'analyse présentée, l'indépendance des variables discriminantes pour la composante hadronique est présupposée de sorte de pouvoir résoudre le système et le nombre d'électrons attendu dans la *tuile* i , pour cette composante peut s'écrire en utilisant la factorisation des probabilités selon :

$$N_i^{h \rightarrow e} = N^{h \rightarrow e} \cdot p_i^{h \rightarrow e} = N^{h \rightarrow e} \cdot p_{i,f_1}^{h \rightarrow e} \cdot p_{i,nBL}^{h \rightarrow e} \cdot p_{i,TR_{frac}}^{h \rightarrow e} \quad (6.8)$$

La validité de cette hypothèse a été étudiée en détails et l'estimation de l'incertitude systématique associée est présentée dans la suite de cette section.

6.4.3.2 Validation et optimisation de la méthode

Comme pour la méthode de la matrice, un test de validation, basé uniquement sur la simulation, a été développé. Ce test a eu pour but la mise en évidence d'un biais éventuel de la méthode elle-même. Comme les vraies données n'interviennent pas dans ce test, un accord presque parfait entre le nombre d'électrons extraits et estimés est attendu. Les résultats de ces tests d'extractions, résumés table 6.10, montrent un accord de 2%.

La figure 6.12 montre les spectres des fonctions de probabilités p_{TR}^h et $p_{f_1}^h$ prédites de la simulation reconstruite par la *méthode des tuiles*. La comparaison avec les spectres simulés montre que, bien que les densités de probabilité en fonction de f_1 et de TR_{frac} ne soient pas connues a priori pour la composante des hadrons, la méthode permet de les extraire avec une très grande précision. La figure 6.13 montre enfin les spectres prédits et simulés en fonction de E_T et de η pour le signal (voir figures 6.13(e), (f)) et pour les bruits de fond (figures 6.13(a), (b), (c) et (d)). L'accord général observé entre les spectres prédits de la simulation reconstruite et la vérité confirme la qualité des résultats obtenus et valide l'utilisation de la méthode pour une analyse basée sur les données.

CHAPITRE 6. MESURE DE LA SECTION EFFICACE DE PRODUCTION DES ÉLECTRONS VENANT DE LA DÉSINTÉGRATION DES QUARKS LOURDS

	$h \rightarrow e$	$\gamma \rightarrow e$	$Q \rightarrow e$
méthode des tuiles	448828 ± 894	131947 ± 424	124896 ± 726
Vérité sur la simulation	458558 ± 1180	135200 ± 630	122337 ± 246

TABLE 6.10 – Comparaison des nombre d’électrons extraits pour le signal ($Q \rightarrow e$) et pour les bruits de fond ($h \rightarrow e$ et $\gamma \rightarrow e$) dans le cadre du test de validation de la méthode des tuiles.

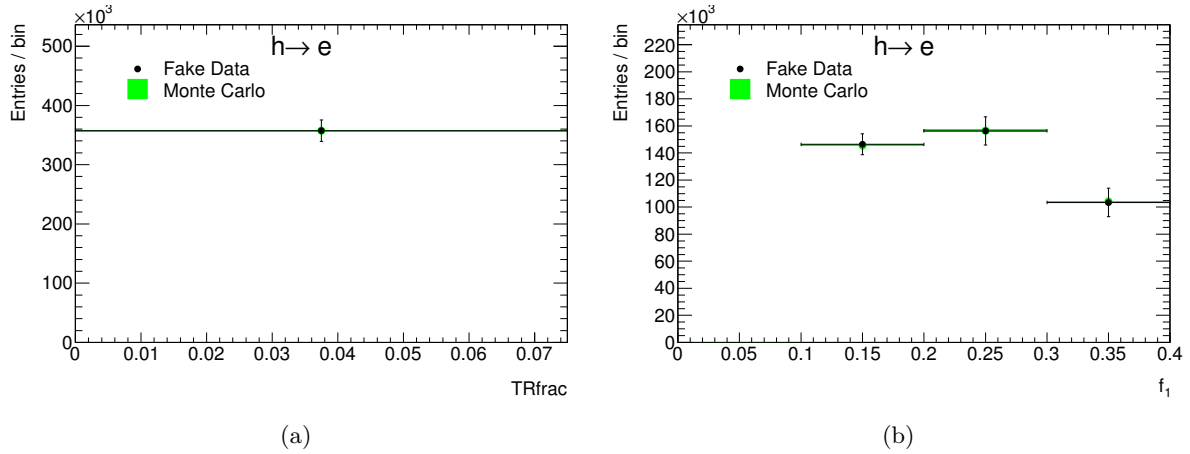


FIGURE 6.12 – Test de validation de la méthode des tuiles : la simulation reconstruite (fake data) est comparée à la vérité pour les distributions de densité de probabilité pour les variables discriminantes prédites par la méthode : TR_{frac} (a) et f_1 (b).

6.4.3.3 Les résultats des extractions pour les données

Une fois les tests de validation sur simulation effectués, la *méthode des tuiles* a été appliquée au lot de données dont la sélection a été présentée section 6.3.1. Les échantillons utilisés pour la simulation sont donnés table 6.11.

La figure 6.14 montre les distributions des densités de probabilités relatives au fond hadronique prédite par la méthode : la figure 6.14(a) montre la probabilité $p_{TR}^{h \rightarrow e}$ et la figure 6.14(b) la probabilité $p_{f_1}^{h \rightarrow e}$. Le domaine utilisé pour TR_{frac} au sein de la méthode, est très restreint et dans ce domaine, prédiction et simulation montrent un très bon accord. Une différence entre le spectre extrait des données et le spectre simulé est en revanche visible pour la distribution de la fraction d’énergie déposée dans le premier compartiment du calorimètre f_1 .

La table 6.12 montre, en fonction de l’énergie transverse, les valeurs extraites pour la contribution du signal ($Q \rightarrow e$) mais aussi pour les deux bruits de fonds ($h \rightarrow e$ et $\gamma \rightarrow e$). Les spectres en énergie transverse E_T sont montrés figures 6.15(e), (c) et (a). Selon la période, les lots des données ont été enregistrés avec des conditions de déclenchement différentes. En conséquence, pour que les spectres en énergie transverse soient correct, une pondération, pas par pas, à la luminosité totale de 1.28 pb^{-1} est nécessaire. Les spectres montrés tiennent déjà compte de cette pondération. Les spectres en pseudorapidité sont montrés figures 6.15(f), (d) et (b). Pour tous les histogrammes montrés figures 6.14 et 6.15 la simulation est normalisée au nombre d’électrons sélectionnés dans le lot des données par les critères de *présélection* et d’*identification*.

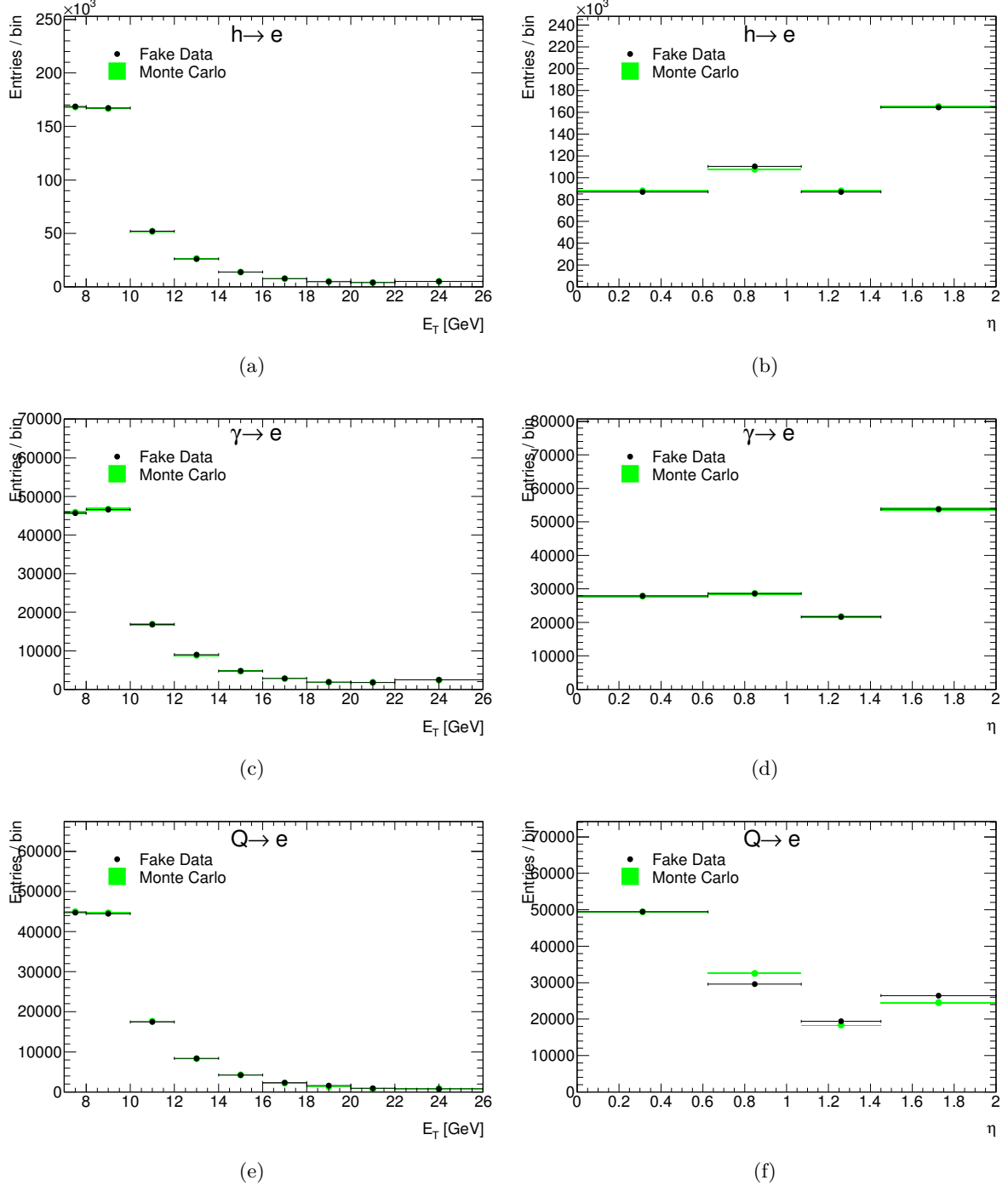


FIGURE 6.13 – Spectres en énergie transverse E_T (a, c, e) et en pseudorapidité η (b, d, f) prédits, pour chaque composante du spectre, par la méthode des tuiles dans le cadre du test de validation. La simulation reconstruite (fake data) est comparée à la vérité.

CHAPITRE 6. MESURE DE LA SECTION EFFICACE DE PRODUCTION DES ÉLECTRONS VENANT DE LA DÉSINTÉGRATION DES QUARKS LOURDS

Échantillon	E_T (GeV)	Composante
Pythia bbe3X	7 – 16	$Q \rightarrow e$
Pythia cce3X	7 – 16	$Q \rightarrow e$
Pythia bbe7X	16 – 26	$Q \rightarrow e$
Pythia cce7X	16 – 26	$Q \rightarrow e$
Pythia 40M minbias	7 – 26	$\gamma \rightarrow e$ et $h \rightarrow e$
Pythia JF17	7 – 26	$\gamma \rightarrow e$ et $h \rightarrow e$

TABLE 6.11 – Résumé des échantillons simulés utilisés, dans les différentes régions en énergie transverse E_T , pour extraire les différentes contributions au spectre inclusif des électrons à l'aide de la méthode des tuiles. Les échantillons simulés sont utilisés pour le bruit de fond $h \rightarrow e$ uniquement pour extraire la probabilité $p_{nBL}^{h \rightarrow e}$.

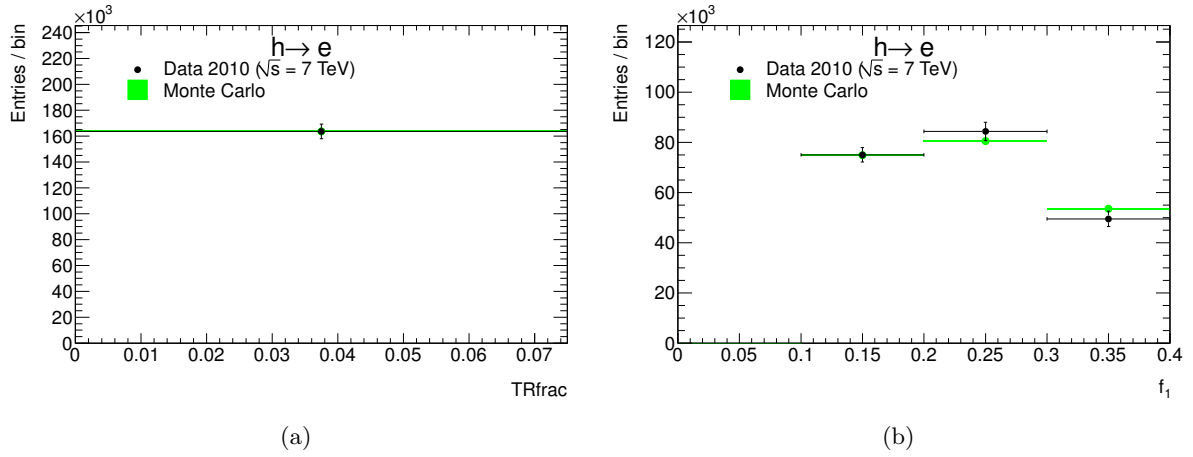


FIGURE 6.14 – Distributions de densité de probabilité pour les variables discriminantes TR_{frac} (a) et f_1 (b), prédites par la méthode des tuiles. Chaque distribution extraite est comparée à la distribution correspondante de la vérité, normalisée au nombre d'électrons sélectionnés par les critères de présélection et d'identification.

Composante	E_T (GeV)								
	7-8	8-10	10-12	12-14	14-16	16-18	18-20	20-22	22-26
$N^{Q \rightarrow e}$	2894 ± 94	2897 ± 107	10147 ± 252	4729 ± 162	5917 ± 207	3368 ± 103	8274 ± 186	4974 ± 124	5802 ± 162
$N^{\gamma \rightarrow e}$	4451 ± 71	4573 ± 76	14654 ± 141	7209 ± 99	9300 ± 111	5436 ± 85	13860 ± 137	8847 ± 110	10977 ± 121
$N^{h \rightarrow e}$	18043 ± 135	16751 ± 148	46209 ± 244	22815 ± 168	26962 ± 207	14692 ± 141	35963 ± 273	19763 ± 227	23711 ± 283

TABLE 6.12 – Résumé des résultats de l'extraction de la composante du signal ($Q \rightarrow e$) et des bruits de fond ($h \rightarrow e$ et $\gamma \rightarrow e$) obtenus à l'aide de la méthode des tuiles.

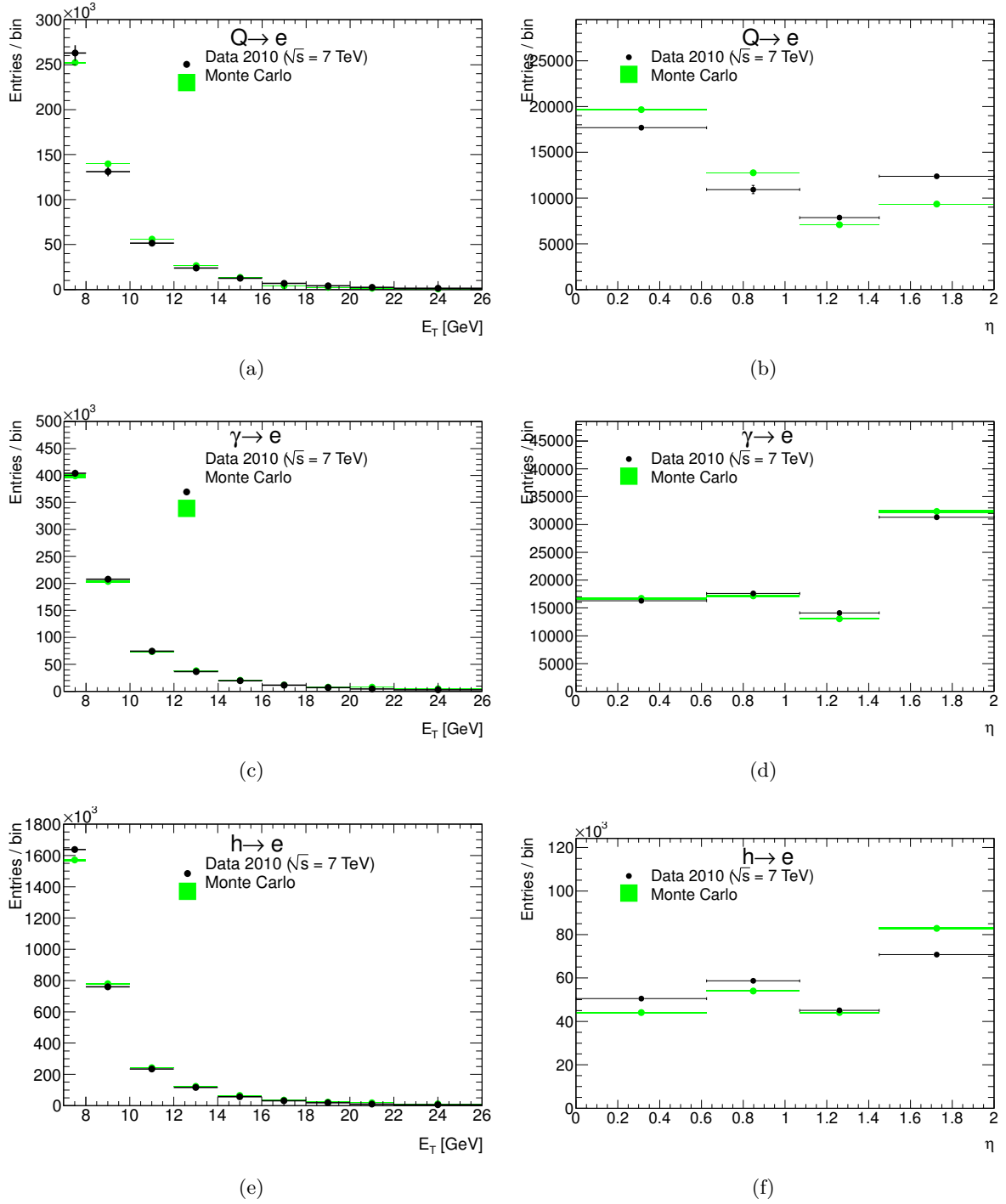


FIGURE 6.15 – Spectres en énergie transverse E_T (a, c, e) et en pseudorapidité η (b, d, f) prédits, pour chaque composante du spectre extraite par la méthode des tuiles. Les distributions en fonction de l'énergie transverse ont été pondérées à la luminosité totale (1.28 pb^{-1}). Chaque distribution extraite est comparée à la distribution correspondante de la vérité, normalisée au nombre d'électrons sélectionnés par les critères de présélection et identification.

6.4.3.4 Les erreurs systématiques associées à l'extraction du signal

Les erreurs systématiques qui affectent l'extraction de la composante du signal sont estimées en tenant en compte de toutes les sources possibles. En particulier, comme les densités de probabilités, à l'exception de p_{TR}^h et $p_{f_1}^h$, sont extraites de la simulation, le biais introduit par l'utilisation de ces probabilités est estimé et considéré comme une systématique de la méthode. En général, pour les probabilités relatives aux variables TR_{frac} et f_1 pour le signal et les conversions, le biais est estimé en comparant les distributions simulées avec les distributions pour un lot pur de $\gamma \rightarrow e$. Ce lot est extrait en imposant des critères de sélection supplémentaires relatifs au nombre de coups dans le module à pixels ($B - layer$) et la valeur du rapport E/p ¹¹. Les distributions du nombre de conversions en fonction de TR_{frac} et f_1 pour l'échantillon pur extrait des données et la simulation sont montrées figure 6.16. Le décalage données-simulation observé entre ces deux distributions est considéré comme la source du biais introduit par les densités de probabilité venant de la simulation.

Le décalage observé a été ensuite considéré aussi pour les électrons du signal, car la distribution du nombre de $Q \rightarrow e$ en fonction de ces deux variables devrait être très similaire à celui des conversions.

La table 6.13 montre les incertitudes systématiques en pourcentage. Une pondération tenant compte la statistique disponible à chaque pas en énergie est effectuée.

Source	Incertitude associée à $N^{Q \rightarrow e}$ (%)
Déviations données-simulation dues aux probabilités des $Q \rightarrow e$ et $\gamma \rightarrow e$	
distribution TR_{frac}	4.1
distribution f_1	7.1
distribution $nBLhits$	3.0
corrélations dans la composante $h \rightarrow e$	11.3
correction en énergie	5.8
statistique de la simulation	0.8 - 2.5
incertitude totale	15.6

TABLE 6.13 – Résumée des incertitudes systématiques due au nombre d'électrons extrait pour le signal $Q \rightarrow e$. Les incertitudes systématiques sont pondérés sur tout le spectre en énergie. Les poids utilisés tiennent compte de la statistique disponible à chaque pas en énergie. La méthode d'extraction appliquée pour extraire chacune de ces valeurs est détaillée dans le texte.

Les sources d'incertitudes systématiques prises en compte lors de l'analyse sont :

- **distribution TR_{frac}** : pour évaluer au mieux l'incertitude systématique introduite par l'utilisation des densités de probabilité venant de la simulation, le décalage entre le spectre simulé et celui extrait du lot pur des conversions est évalué en tenant compte des dépendances possibles en énergie transverse et pseudorapidité.

11. Les critères appliqués pour sélectionner le lot pur de conversions sont les mêmes que ceux présentés pour la méthode de la matrice, à savoir : $nBLhits = 0$ et $E/p > 0.8$.

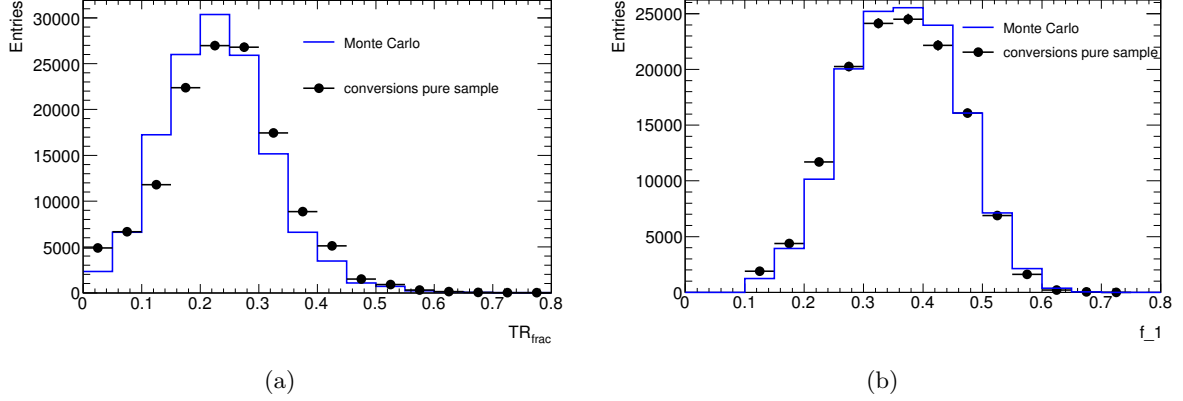


FIGURE 6.16 – Comparaison des spectres simulés et venant d’un lot pur de conversions extrait des données pour les variables TR_{frac} (a) et f_1 (b). Les spectres sont intégrés en E_T et η .

Les densités de probabilités du signal et des conversions ont été ainsi modifiées en introduisant ces variations et l’extraction de la composante du signal a été refaite. La différence sur le nombre $N^{Q \rightarrow e}$ estimé est considérée comme l’incertitude systématique.

- **distribution f_1** : l’incertitude systématique due aux densités de probabilité en fonction de f_1 extraite de la simulation pour le signal et les conversions a été estimée de façon analogue à l’incertitude systématique due à la distribution de TR_{frac} .
- **distribution $nBLhits$** : l’incertitude systématique associée à la distribution de probabilité en fonction de $nBLhits$ pour les conversions a été estimée en faisant varier cette même probabilité. Les électrons de conversions ont tendance à ne pas avoir de coups dans le $B - Layer$, tandis que les électrons de signal et les hadrons en ont. Pour évaluer l’erreur systématique une variation de +5% est appliquée à la contribution d’électrons n’ayant pas de coups, et de -1% à la contribution ayant au moins un coup. Ensuite, une deuxième variation est faite avec les mêmes valeurs mais en changeant de signe (-5% et +1%). La faible valeur de la variation appliquée est la preuve de la bonne compréhension du matériel constituant le détecteur interne et du matériel entourant le tube à vide¹². Pour les électrons de signal la systématique associée à la distribution de probabilité $p_{nBL}^{Q \rightarrow e}$ est estimée négligeable pour l’analyse présentée ici, car les traces traversant un module mort ou fonctionnant mal du $B - Layer$ sont rejetées lors de la sélection.
- **corrélacion entre les variables pour la composante hadronique** : le biais introduit par l’hypothèse d’indépendance des variables discriminantes et donc la factorisation des densités de probabilité des hadrons permettant de les laisser libre dans l’ajustement (voir équation 6.8) est estimé à l’aide de pseudo-expériences. Si les corrélacions ne sont pas négligeables, la densité de probabilité des hadrons, pour la *tuile* i peut être écrite comme une fonction à trois dimensions :

$$p_i^{h \rightarrow e} = p_i^{h \rightarrow e}(TR_{frac}, nBL, E/p) \quad (6.9)$$

12. Compréhension acquise par des études, développées au sein de la collaboration, sur les traces chargées et la désintégration des K_s^0 dans des événements de minimum de biais [152] et sur les conversions des photons [153]

En revanche, si l'hypothèse de l'indépendance des densités de probabilité est faite, $p_i^{h \rightarrow e}$ peut s'écrire comme le produit de trois fonctions à une dimension :

$$p_i^{h \rightarrow e} = p_{TR_{frac}}^{h \rightarrow e} \cdot p_{nBL}^{h \rightarrow e} \cdot p_{E/p}^{h \rightarrow e} \quad (6.10)$$

L'impact de ces corrélations possibles est ainsi pris en compte dans le développement de l'analyse en le considérant comme une systématique de la méthode [116]. Pour ce faire deux séries de pseudo-expériences ont été produites en faisant varier les distributions de probabilités relatives de toute population : une série est produite en tenant compte des corrélations possibles intervenant entre les probabilités de chaque population (voir équation 6.9), l'autre en utilisant exclusivement pour la composante hadronique, l'hypothèse de l'indépendance des probabilités et donc leur factorisation (voir équation 6.10). Un biais dû à l'hypothèse d'indépendance a été ainsi mis en évidence par les résidus relatifs calculés pour ces deux séries de pseudo-expériences.

D'autres études développées au sein de la collaboration ont montré la dépendance de ce biais avec la fraction d'électrons du signal présent dans le lot sélectionné. L'amplitude de ce biais a été estimée de façon conservative, pour tenir compte de la dépendance observée. Le biais relatif extrait, en fonction de E_T et intégré en η est montré figure 6.17. Pour cette étude, contrairement à ce qui est montré table 6.11, les lots de données simulées minbias et JF17, couramment utilisées pour estimer la composante hadronique du bruit de fond, ont été utilisées séparément en divisant le spectre en deux régions : le lot minbias pour la région $7 \leq E_T \leq 18$ GeV et le lot JF17 pour la région $18 < E_T \leq 26$ GeV. Le biais est estimé, pas par pas, avec deux cas de figure selon que l'incertitude associée au biais est compatible avec zéro ou pas. La valeur moyenne est ensuite pondérée par l'erreur statistique associée à la valeur extraite de $N^{Q \rightarrow e}$ pour chaque pas en énergie. La valeur finale pour cette systématique citée dans la table 6.13, est estimée à 11.3%.

- **correction en énergie** : la valeur de l'énergie des électrons (signal ou fond) a été corrigée en accord avec les modalités imposées par le groupe de performance *Egamma* pour les données 2010 [154]. L'incertitude systématique est obtenue en faisant varier, uniquement pour les données, la valeur de l'énergie transverse de l'amas de $\pm 1\%$ dans le tonneau, et de $\pm 3\%$ dans les bouchons.
- **statistique finie de la simulation** : la statistique finie des échantillons simulés utilisés pour extraire les densités de probabilité introduit une systématique. L'incertitude associée est évaluée, encore une fois, à l'aide de pseudo-expériences. Elles ont été réalisées en faisant varier les densités de probabilité de la simulation, tout en respectant l'erreur statistique poissonnienne qui leur est associée (cette technique est appelée *bootstrap* [155]). La largeur de la distribution du nombre d'électrons extrait $N^{Q \rightarrow e}$ estimée en fonction de E_T et de η par cette procédure est considérée comme une incertitude systématique. Les valeurs citées dans la table 6.13 donnent les incertitudes minimales et maximales calculées de cette façon. L'estimation de cette systématique est très conservative car les pseudo-expériences utilisées pour l'extraire ont été réalisées avec un échantillon simulé inférieur à celui normalement utilisé pour les extractions.

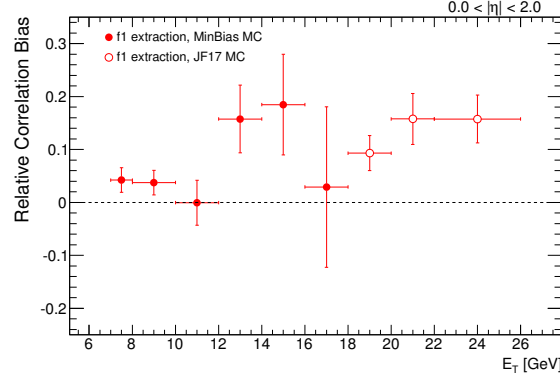


FIGURE 6.17 – *Biais relatif dû aux corrélations entre les densités de probabilité pour la composante hadronique. Le biais est montré en fonction de E_T intégré en η et il a été estimé à l’aide de pseudo-expériences. Le lot de données utilisé varie en fonction de la région du spectre en énergie considéré : lot minbias pour $7 \leq E_T \leq 18$ GeV et lot JF17 pour $18 < E_T \leq 26$ GeV [116].*

6.4.3.5 Les résultats finaux

Les résultats finaux de l’extraction du nombre d’électrons de signal réalisée à l’aide de la *méthode des tuiles* sont montrés, en fonction de l’énergie transverse, table 6.14. Les erreurs statistiques et systématiques sont aussi citées dans la table.

Le spectre final extrait pour le signal $Q \rightarrow e$, avec les erreurs statistiques et systématiques associées est montré figure 6.18. La figure 6.18(a) montre le spectre brut en fonction de E_T , tel qu’il est extrait par l’application directe de la méthode. La figure 6.18(b) montre le même spectre une fois appliquée la normalisation pour chaque sous-lot de données à la luminosité totale de 1.28 pb^{-1} ainsi qu’une pondération pour tenir compte de la taille variable des pas en énergie transverse de la distribution.

6.4.3.6 Comparaison avec des méthodes alternatives

Une vérification des résultats obtenus précédemment a été faite en utilisant un triplet différent de variables discriminantes E/p , $nBLhits$ et TR_{frac} permettant d’utiliser à nouveau la méthode des tuiles. La comparaison des résultats obtenus pour la composante du signal est montrée, en fonction de E_T , table 6.15. Comme montré par la figure 6.19(b) les deux séries de résultats sont compatibles pour tout pas en énergie transverse E_T . Ce sont les résultats obtenus avec le triplet de variables E/p , $nBLhits$ et TR_{frac} qui sont utilisés pour la mesure de la section efficace de production des quarks lourds publiée par la collaboration ATLAS [140]. Cela est principalement dû au fait que le biais introduit par les corrélations au sein de la composante hadronique est plus faible que celui présenté dans cette section ¹³.

La figure 6.19(b) montre aussi les résultats d’une troisième méthode qui permet aussi l’extraction de la composante du signal du lot des données. Cette méthode, appelée “The Little Poisson nTR method” [116] ne sera pas discutée dans plus avant.

13. Le biais dû aux corrélations existantes au sein de la composante hadronique est estimé à 7.2% pour l’analyse utilisée pour la publication (analyse qui sera dans la suite appelée “officielle”).

CHAPITRE 6. MESURE DE LA SECTION EFFICACE DE PRODUCTION DES ÉLECTRONS VENANT DE LA DÉSINTÉGRATION DES QUARKS LOURDS

E_T (GeV)	7-8	8-10	10-12	12-14	14-16
méthode des tuiles $N^{Q \rightarrow e}$	$2894 \pm 94 \pm 429$	$2897 \pm 107 \pm 373$	$10147 \pm 252 \pm 1068$	$4729 \pm 162 \pm 974$	$5917 \pm 207 \pm 1274$

E_T (GeV)	16-18	18-20	20-22	22-26
méthode des tuiles $N^{Q \rightarrow e}$	$3368 \pm 103 \pm 631$	$8274 \pm 186 \pm 988$	$4974 \pm 124 \pm 955$	$5802 \pm 162 \pm 1296$

TABLE 6.14 – Résultats finaux des extractions, avec erreur statistique et systématique, du lot des données de la composante du signal ($Q \rightarrow e$) à l’aide de la méthode des tuiles.

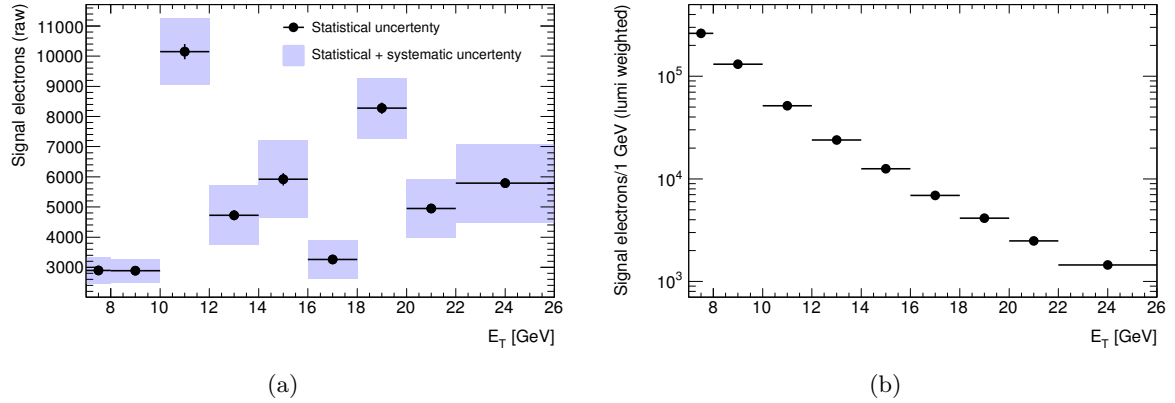


FIGURE 6.18 – Distribution de l’énergie transverse de l’amas E_T pour la composante du signal, extrait par la méthode des tuiles, avant (a) et après (b) normalisation à 1.28 pb^{-1} . Les incertitudes statistiques et systématiques sont aussi montrés dans les figures; en (b) elle ne sont pas visibles à cause de l’échelle logarithmique.

E_T (GeV)	7-8	8-10	10-12	12-14	14-16
méthode des tuiles officielle (E/p) $N^{Q \rightarrow e}$	$2934 \pm 127 \pm 267$	$2982 \pm 108 \pm 271$	$10337 \pm 313 \pm 940$	$4912 \pm 180 \pm 452$	$6000 \pm 163 \pm 564$
méthode des tuiles (f_1) $N^{Q \rightarrow e}$	$2894 \pm 94 \pm 429$	$2897 \pm 107 \pm 373$	$10147 \pm 252 \pm 1068$	$4729 \pm 162 \pm 974$	$5917 \pm 207 \pm 1274$

E_T (GeV)	16-18	18-20	20-22	22-26
méthode des tuiles officielle (E/p) $N^{Q \rightarrow e}$	$3174 \pm 116 \pm 289$	$7490 \pm 236 \pm 689$	$4757 \pm 154 \pm 447$	$5203 \pm 186 \pm 489$
méthode des tuiles (f_1) $N^{Q \rightarrow e}$	$3368 \pm 103 \pm 631$	$8274 \pm 186 \pm 988$	$4974 \pm 124 \pm 955$	$5802 \pm 162 \pm 1296$

TABLE 6.15 – Comparaison du nombre d’électrons de signal $N^{Q \rightarrow e}$ extraits par les deux implémentation de la méthode des tuiles : une utilisant f_1 , l’autre E/p (implémentation dite “officielle”) pour la discrimination de la composante hadronique.

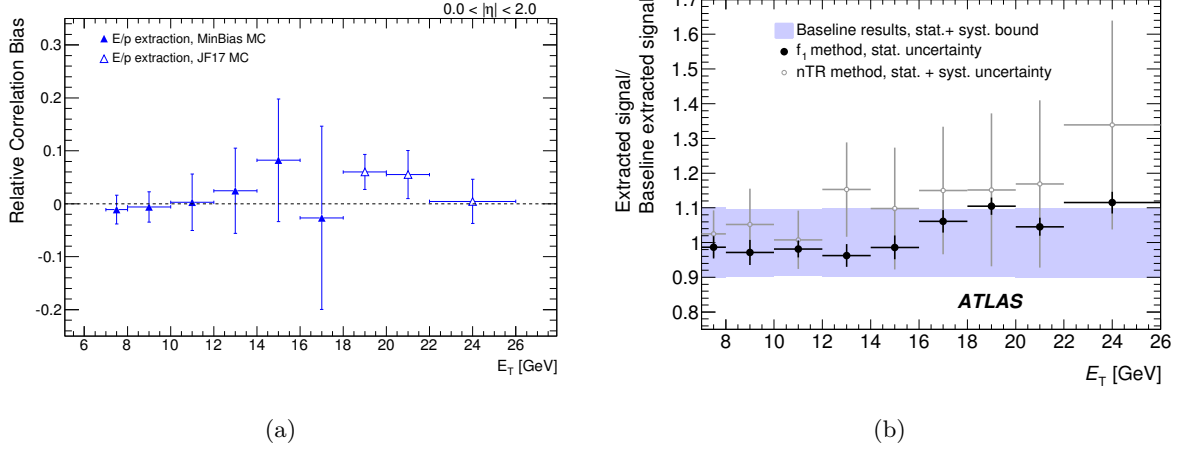


FIGURE 6.19 – (a) : Biais relatif en fonction de E_T et intégré en η dû aux corrélations entre les densité de probabilité pour la composante hadronique $h \rightarrow e$ dans le cas des résultats de la méthode des tuiles utilisant E/p . (b) : comparaison du nombre d'électrons de signal $N^{Q \rightarrow e}$ extraits par trois différentes méthodes : la méthode des Tuiles utilisant E/p (bande bleu claire) est prise comme référence, la méthode des Tuiles utilisant f_1 (traits pleins) est en bon accord et la méthode “Little Poisson nTR” (pointillés) est également montrés.

6.5 L'efficacité du signal

Cette section présente les efficacités relatives à l'extraction de la composante du signal : l'efficacité de déclenchement, de *présélection* et d'*identification* dont les critères de sélection ont été décrit section 6.3.1. En effet, si l'on se réfère à l'équation 6.1, après avoir évalué le nombre d'électrons, il faut connaître l'efficacité globale de la sélection pour accéder à la mesure de la section efficace. Les mesures d'efficacité de *présélection* et d'*identification* sont extraites de la simulation. En effet, au niveau de la *présélection* il n'est pas possible d'extraire cette mesure directement des données, à cause de la faible contribution du signal. En revanche, cela a été fait pour l'efficacité d'*identification*, et sera décrit section 6.5.3.1. Cependant la statistique disponible pour cette mesure est faible à cause des fortes contraintes imposées par la sélection. C'est pourquoi l'efficacité d'*identification* est aussi extraite de la simulation pour pouvoir l'estimer pour chaque pas en E_T . L'analyse basée sur les données permet d'estimer un facteur de correction global à appliquer à l'efficacité extraite de la simulation.

6.5.1 Efficacité de déclenchement

La probabilité pour un électron satisfaisant tous les critères de sélection de déclencher sur les critères d'une chaîne $L1_EMx$ est déterminée en fonction de l'énergie transverse E_T de l'amas. La figure 6.20 montre ces probabilités, pour le lot des données et pour la simulation, en fonction de E_T pour les quatre chaînes impliquées dans la sélection des événements (voir section 6.2.1). Pour les données, la probabilité est déterminée à partir d'un lot d'événements passant le déclenchement le moins contraignant, le déclenchement de biais minimum. Pour les échantillons simulés, seuls les électrons venant de la désintégration de quarks lourds ont été considérés¹⁴. Les lignes rouges pointillées montrent le seuil minimal en énergie transverse E_T , requis pour chacune des quatre

14. La sélection des électrons venant de la désintégration des quarks lourds pour la simulation est faite à l'aide du logiciel officiel d'ATLAS qui permet la classification des électrons selon leurs origines [84].

chaînes de déclenchement impliquées dans l’analyse. Pour chacune, au delà de ce seuil, un bon accord est observable entre la simulation et les données avant toute soustraction du bruit de fond.

Ainsi, pour chaque période, la mesure de l’efficacité de déclenchement considérée est celle extraite à partir des données. L’incertitude systématique associée est estimée en considérant la différence entre les données et la simulation. L’efficacité de déclenchement en fonction de l’énergie transverse E_T est résumée table 6.16. La pondération en fonction de la luminosité des différentes périodes a été prise en compte.

6.5.2 Efficacité de présélection

L’efficacité de présélection ne peut pas être mesurée en utilisant uniquement les données car le signal, avant l’application des critères d’*identification*, ne représente que 2% du lot de candidats électrons et il n’y a pas de moyen d’accéder à un lot suffisamment pur d’électrons satisfaisants si peu de critères. L’efficacité de présélection est donc mesurée en utilisant la simulation, de même que l’efficacité d’acceptance.

Cependant, afin de tester la qualité de l’accord entre données et simulation, l’efficacité relative à l’application de certains critères de sélection (nombre de coups dans le détecteur de silicium ou dans le TRT, énergie déposée dans le premier compartiment du calorimètre ...) a aussi été extraite des données. Cela est fait pour des efficacités qui ne sont pas sensibles à la composition du lot d’électrons sélectionnés¹⁵ en mesurant le nombre de candidats avant et après cette coupure unique. La table 6.17 montre ces valeurs d’efficacités extraites des données en les comparant aux chiffres extraits de la simulation. Un bon accord entre données et simulation est observé.

6.5.3 Efficacité d’identification

Afin d’obtenir une mesure nécessitant le moins possible de recourir à la simulation, l’efficacité d’identification a été déterminé en utilisant une approche strictement basée sur les données en appliquant une méthode dite de “Tag and Probe” (appelé $T\&P$ dans la suite).

6.5.3.1 La méthode “Tag and Probe”

La méthode $T\&P$ est couramment utilisée pour sélectionner un lot pur d’électrons isolés lorsqu’un processus de résonance est étudié : l’application d’une sélection sévère sur l’électron *tag* permet d’identifier facilement le deuxième électron (électron *probe*) de l’événement du signal étudié, sans avoir à appliquer des forts critères de sélection sur ce dernier. On accède ainsi à un lot pur d’électrons sur lequel des mesures d’efficacité peuvent être réalisées. Des exemples d’application de cette méthode sont les analyses $J/\Psi \rightarrow ee$ or $Z \rightarrow ee$ [68, 156].

Les électrons venant de la désintégration des quarks lourds ne peuvent pas suivre ces exemples car il s’agit d’électrons de basse impulsion transverse, non isolées, et surtout non associés à aucune résonance. Cependant, une technique $T\&P$ standard peut toujours être appliquée pour laquelle on cherche à sélectionner des événements $b\bar{b}$ pour lesquels les deux quarks se désintègrent semi-leptoniquement en électron. Les événements $T\&P$ considérés sont donc caractérisés par la présence de deux candidats électrons, qui ont dans l’analyse deux rôles différents. L’électron *tag* permet le déclenchement de l’événement et il est sélectionné par des critères très stricts pour enrichir au maximum le lot sélectionné en événements $b\bar{b}$; le deuxième électron de l’événement, appelé *probe*, est sélectionné à l’aide de critères plus souples puisque c’est sur cet deuxième objet que la mesure d’efficacité est effectuée.

15. Cette hypothèse a été validée par la réalisation de tests basés uniquement la simulation.

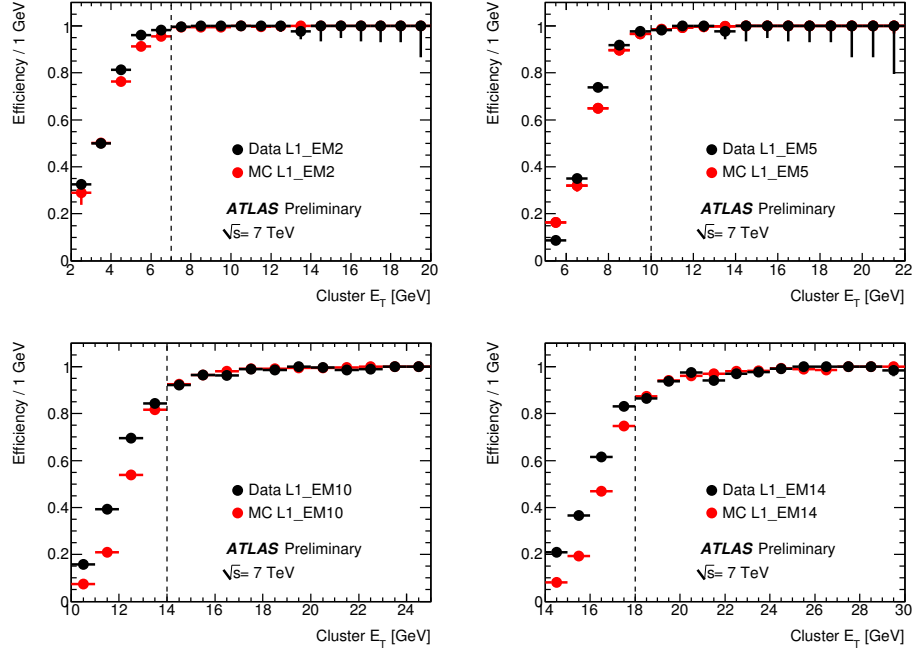


FIGURE 6.20 – Efficacité de déclenchement pour les chaînes $L1_EM2$, $L1_EM5$, $L1_EM10$ et $L1_EM14$ en fonction de l'énergie transverse de l'amas E_T pour les électrons satisfaisant tous les critères de sélection. Les lignes rouges pointillées montrent le seuil minimal en E_T minimal demandé selon la chaîne de déclenchement.

Chaîne L1	E_T (GeV)			
	7-8	8-10	10-12	12-14
EM2	$99.6^{+0.2}_{-0.3} \pm 0.2$	$100.0^{+0.0}_{-0.2} \pm 0.5$	$100.0^{+0.0}_{-0.6} \pm 0.2$	$98.9^{+0.8}_{-1.6} \pm 1.0$
EM5	-	-	$98.9^{+0.6}_{-1.0} \pm 0.0$	$98.9^{+0.8}_{-1.6} \pm 0.8$
Total	$99.6^{+0.2}_{-0.3} \pm 0.2$	$100.0^{+0.0}_{-0.2} \pm 0.5$	$99.0^{+0.5}_{-1.0} \pm 0.0$	$98.9^{+0.8}_{-1.6} \pm 0.9$

Chaîne L1	E_T (GeV)				
	14-16	16-18	18-20	20-22	22-26
EM2	$100.0^{+0.0}_{-3.0} \pm 0.0$	$100.0^{+0.0}_{-3.5} \pm 0.0$	$100.0^{+0.0}_{-2.8} \pm 0.0$		
EM5	$100.0^{+0.0}_{-3.0} \pm 0.0$	$100.0^{+0.0}_{-3.5} \pm 0.0$	$100.0^{+0.0}_{-4.9} \pm 0.0$	$100.0^{+0.0}_{-5.9} \pm 0.0$	
EM10	$93.8^{+0.5}_{-0.5} \pm 0.3$	$97.4^{+0.4}_{-0.5} \pm 1.1$	$99.2^{+0.3}_{-0.3} \pm 0.0$	$99.2^{+0.4}_{-0.5} \pm 0.4$	$99.6^{+0.2}_{-0.3} \pm 0.4$
EM14	-	-	$89.8^{+1.0}_{-1.1} \pm 0.4$	$96.0^{+0.8}_{-1.0} \pm 0.4$	$98.2^{+0.5}_{-0.6} \pm 0.3$
Total	$96.4^{+0.3}_{-1.5} \pm 0.2$	$98.5^{+0.2}_{-1.7} \pm 0.6$	$92.1^{+0.8}_{-1.3} \pm 0.3$	$96.8^{+0.7}_{-1.4} \pm 0.4$	$98.6^{+0.4}_{-1.0} \pm 0.3$

TABLE 6.16 – Efficacité de déclenchement en fonction de l'énergie transverse E_T après pondération selon la luminosité de chaque période. Les erreurs sont statistiques et systématiques.

CHAPITRE 6. MESURE DE LA SECTION EFFICACE DE PRODUCTION DES ÉLECTRONS VENANT DE LA DÉSINTÉGRATION DES QUARKS LOURDS

	E_T (GeV)								
	7-8	8-10	10-12	12-14	14-16	16-18	18-20	20-22	22-26
Efficacité nb de coups dans le Silicium [%]									
Signal simulé	100.0(-)	100.0(-)	100.0(-)	100.0(-)	100.0(-)	99.99(-)	99.99(-)	99.99(-)	100.0(-)
Simulation	99.88(1)	99.87(1)	99.87(1)	99.85(1)	99.82(2)	99.85(2)	99.87(2)	99.87(3)	99.87(2)
Données	99.86(1)	99.84(1)	99.82(-)	99.82(1)	99.76(1)	99.77(1)	99.79(-)	99.80(1)	99.80(1)
Efficacité nb de coups dans le TRT [%]									
Signal simulé	96.65(2)	97.25(1)	97.70(2)	98.01(3)	98.27(3)	98.41(4)	98.59(5)	98.79(6)	98.86(5)
Simulation	98.61(2)	98.72(2)	98.84(2)	98.90(3)	98.92(4)	98.94(5)	98.99(6)	99.19(7)	99.09(6)
Données	98.69(2)	98.79(2)	98.81(1)	98.89(2)	99.01(1)	99.06(2)	99.13(1)	99.16(1)	99.26(1)
Efficacité $f_1 > 0.1$ [%]									
Signal simulé	99.67(5)	99.70(4)	99.67(7)	99.7(1)	99.7(1)	99.4(3)	100(-)	100(-)	99.1(5)
Simulation	96.57(3)	96.68(3)	96.98(5)	97.30(7)	97.46(9)	97.6(1)	98.0(2)	97.9(2)	98.1(2)
Données	96.18(5)	96.25(5)	97.66(2)	97.69(3)	98.12(2)	98.19(3)	98.64(2)	98.68(2)	98.74(2)

TABLE 6.17 – Efficacités mesurées pour certains critères de présélection. Le label “Signal simulé” indique que les efficacités sont relatives uniquement à la composante du signal (extraites des échantillons *bbe7X* et *cce7X*). Le label “Simulation” indique les prédictions pour les efficacités du signal et de toute contribution du bruit de fond. Les erreurs citées sont uniquement statistiques et marquées (-) quand elles ne peuvent pas être extraites. Les résultats présentés ici ont été utilisés pour les études d’incertitude systématique. L’efficacité globale de reconstruction est présentée table 6.24.

L’efficacité est alors mesurée du côté de l’électron *probe*, à partir du nombre d’électrons passant les critères de présélection, $N_{\text{probe}}^{Q \rightarrow e}$, et de ceux passant également les critères d’identification, $N_{\text{probe \& identified}}^{Q \rightarrow e}$. L’efficacité d’identification ($\epsilon_{\text{ID}}^{\text{T\&P}}$) est alors calculée comme le rapport de ces deux nombres d’événements satisfaisant aussi les critères d’*identification* :

$$\epsilon_{\text{ID}}^{\text{T\&P}} = \frac{N_{\text{probe \& identified}}^{Q \rightarrow e}}{N_{\text{probe}}^{Q \rightarrow e}} \quad (6.11)$$

La forte sélection appliquée à l’électron *tag*, enrichit en signal le lot d’électrons *probe* utilisé pour l’estimation de l’efficacité mais l’absence de résonance fait que la contamination par le bruit de fond reste très importante. Toutefois, la *méthode des tuiles* (voir section 6.4.3) permet d’extraire le signal d’électrons même dans un lot d’événements dominé par le bruit de fond ; elle est donc utilisée et appliquée deux fois : la composante du signal est extraite une fois au niveau de la *présélection* ($N_{\text{probe}}^{Q \rightarrow e}$), et une deuxième fois au niveau d’*identification* ($N_{\text{probe \& identified}}^{Q \rightarrow e}$).

6.5.3.2 La sélection des événements

Les lots de données et la simulation utilisés pour cette analyse sont ceux présentés section 6.3.1. Les critères appliqués pour la sélection de l’électron *tag* et de l’électron *probe* sont les suivants :

- **Sélection de l'électron *tag***

- ◇ L'électron *tag* doit être l'objet ayant déclenché la chaîne *L1_EMx*. Pour ce faire la distance géométrique ΔR ¹⁶ entre l'objet responsable du déclenchement et le candidat *tag* reconstruit est calculée. L'électron est sélectionné si cette distance est inférieure à 0.15. La distribution des distances obtenues pour l'association des candidats électrons *tag* avec l'objet de déclenchement est montrée figure 6.21. En vérifiant ainsi que c'est l'électron *tag* qui déclenche l'enregistrement de l'événement, on s'assure que le lot d'électrons *probe* n'a aucun biais dû au déclenchement. En particulier, la coupure cinématique demandant un électron de plus de 7 GeV dans l'analyse présentée précédemment est imposée par les seuils de déclenchement. Le spectre de l'électron *probe* n'a plus de coupure basse en énergie transverse imposée ;
- ◇ Le candidat *tag* doit être reconstruit par un des algorithmes officiels ATLAS, avoir une énergie supérieure à 7 GeV et avoir une pseudorapidité inférieure à $|2.0|$. La région de transition entre le tonneau et les bouchons ($1.37 < |\eta| < 1.52$) est exclue.
- ◇ L'identification des candidats *tag* est faite en utilisant les critères de sélection officielle d'ATLAS *RobustMedium* [157]. De plus, des contraintes sur des variables relatives au développement latérale de la gerbe électromagnétique, sur la qualité de la trace et aussi sur l'ajustement entre l'amas et la trace sont imposées ;
- ◇ Les candidats *tag* doivent avoir au moins un coup dans le *B-layer*. Ce critère permet de réduire la contamination due aux processus de conversion. Dans les cas de modules déconnectés de ce sous-détecteur, les électrons avec zéro coups sont acceptés.
- ◇ Des critères les plus sévères (*tight*) de la sélection officielle d'ATLAS [157], sont imposés sur les quantités mesurées par le TRT.

- **Sélection de l'électron *probe***

La sélection appliquée pour les électrons *probe* est identique à celle présentée table 6.3, à part le critère imposée sur l'énergie transverse. En effet, afin de préserver le plus de statistique possible, ce critère a été partiellement relâchée en permettant la sélection de tout électron ayant une valeur de E_T supérieure à 3 GeV, même si cette région est en dessous de la région d'intérêt pour la mesure de la section efficace. Cela est possible car le déclenchement de l'événement est fait avec l'électron *tag*, et ceci permet d'éliminer tout biais ou contrainte de ce type sur l'électron *probe*.

- **Critères communs de sélection**

- ◇ charge opposée : afin d'enrichir le lot d'événements obtenu en paire d'électrons, seuls les paires d'électrons *tag* et *probe* ayant une charge opposée sont sélectionnés. Il a été démontré sur des événements simulés un gain en signal, passant de 6% des événements du lot à 10%, bien que cette coupure prive de la moitié de la statistique disponible.

16. $\Delta R = \sqrt{(\eta_{tag}^2 - \eta_{trigger}^2) + (\phi_{tag}^2 - \phi_{trigger}^2)}$

- ◊ veto sur les électrons isolés : afin d'éviter toute contamination par les électrons isolés venant de la désintégration $J/\Psi \rightarrow ee$ ou $Z \rightarrow ee$ que peut entraîner la coupure précédente, des veto sont imposés. Ainsi, les paires d'électrons *tag* et *probe* ayant une masse transverse autour de la masse du J/Ψ ($M_{ee} > 3.2$ GeV or $M_{ee} < 2.8$ GeV) sont rejetés. De même, seuls les électrons en dessous du pic de masse du boson Z sont pris en compte ($M_{ee} < 70$ GeV).

L'effet de l'application des critères de sélection sur le nombre d'événements du lot de données est montré table 6.18. Le choix des critères de sélection sur l'électron *tag* a été fait en enrichissant suffisamment le lot d'événements en signal de sorte que la méthode des tuiles soit applicable tout en essayant de conserver le plus de statistique possible.

Le critère de sélection sur deux électrons de charges opposées conduit à une augmentation potentielle de la contribution des électrons venant des processus Drell-Yan, lesquels ne peuvent pas être rejetés par une sélection en fonction du valeur de leur masse invariante. Cependant, une étude basée sur la simulation présentée dans la section suivante, montre que la contamination de ces événements, à basse valeur d'énergie transverse, n'a pas d'effet sur la valeur de l'efficacité extraite par la méthode *T&P*. L'effet de cette contamination devient visible pour des valeurs de E_T supérieures à 16 GeV tout en restant négligeable.

L'application de ces critères de sélection amène à une forte réduction de la statistique disponible : sur 47 035 candidats électrons *tag*, seulement 12 372 électrons *probe* passent les critères de *présélection* ($N_{\text{probe}}^{\text{candidat}}$) et 2 312 satisfont également les critères d'*identification* ($N_{\text{probe \& identified}}^{\text{candidat}}$). Les nombres de candidats électrons pour les niveaux de *présélection* et d'*identification*, en fonction de l'énergie transverse E_T , sont montrés table 6.19. La figure 6.22 montre les spectres en énergie transverse E_T et pseudorapidité η pour les électrons *probe* aux deux niveaux de sélection. Les spectres des données sont comparés à ceux de la simulation. Les différentes contributions ($Q \rightarrow e$, $h \rightarrow e$, $\gamma \rightarrow e$) sont mises en évidence.

C'est à partir des ces lots d'électrons *probe* ($N_{\text{probe}}^{\text{candidat}}$ et $N_{\text{probe \& identified}}^{\text{candidat}}$) ainsi sélectionnés, que la composante du signal est extraite ($N_{\text{probe}}^{Q \rightarrow e}$ et $N_{\text{probe \& identified}}^{Q \rightarrow e}$). En effet, après l'application de la sélection des événements, toutes les contributions au spectre inclusif sont présentes :

$$N_{\text{probe}}^{\text{candidates}} = N_{\text{probe}}^{Q \rightarrow e} + N_{\text{probe}}^{h \rightarrow e} + N_{\text{probe}}^{\gamma \rightarrow e} \quad (6.12)$$

$$N_{\text{probe \& identified}}^{\text{candidates}} = N_{\text{probe \& identified}}^{Q \rightarrow e} + N_{\text{probe \& identified}}^{h \rightarrow e} + N_{\text{probe \& identified}}^{\gamma \rightarrow e} \quad (6.13)$$

6.5.3.3 Tests de validation de la méthode *T&P*

La méthode *T&P*, adaptée au cas des électrons venant de la désintégration des quarks lourds a préalablement été testée sur la simulation afin de vérifier la faisabilité de la mesure d'efficacité. Cette vérification, présentée dans la suite de la section, comporte différentes étapes. Tout d'abord, en utilisant les échantillons simulés, l'absence de biais lors de l'extraction du signal, à l'aide de la *méthode des tuiles* aux deux niveaux de sélection a été vérifié. Ensuite, toujours en utilisant la simulation, la mesure d'efficacité proprement dite a été réalisée et l'effet de la contamination des processus Drell Yan a été étudié. Pour finir, l'efficacité vraie des électrons *probe* a été comparée à l'efficacité vraie déterminée sur les électrons sélectionnés précédemment dans le but de mesurer la section efficace de production des quarks lourds se désintégrant en

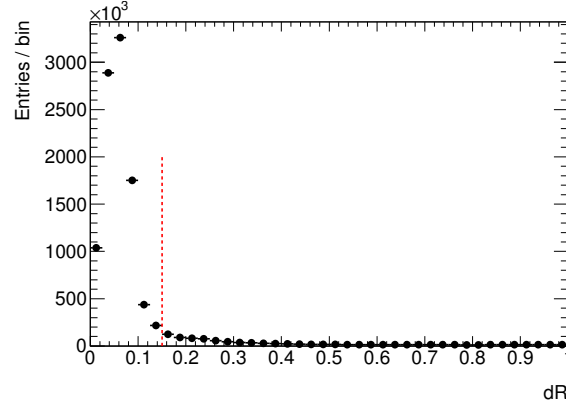


FIGURE 6.21 – Distribution de la distance ΔR entre le candidat électron tag et l'objet ayant déclenché la chaîne L1_EMx. Seuls les électrons vérifiant que la distance est inférieure à 0.15 (ligne rouge pointillée) sont sélectionnés.

Critère	Nombre de	
	candidats <i>tag</i>	candidats <i>probe</i>
Sélection pour l'électron <i>tag</i>		
Rejet des amas proches des régions problématiques du calorimètre EM	16 777 216	
Distance avec l'objet responsable du déclenchement	10 106 600	
Algorithme de reconstruction	7 207 499	
$E_T > 7$ GeV	6 376 526	
$ \eta < 2.0$	6 375 442	
Exclusion de la région $1.37 < \eta < 1.52$	6 259 709	
RobustMedium	5 622 124	
Critères sur les quantités mesurées par le TRT	47 035	
Sélection pour le candidat <i>probe</i>		
Tout candidat	47 035	117 215
Rejet des amas proches des régions problématiques du calorimètre EM		92 125
Algorithme de reconstruction		62 393
$E_T > 3$ GeV		61 080
Exclusion de la région $1.37 < \eta < 1.52$		59 124
$ \eta < 2.0$		50 029
Qualité de la trace		33 069
Fraction d'énergie reconstruite dans le premier compartiment de l'EMCAL ($f_1 > 0.1$)		24 980
Sélection commune		
Charges opposées		13 438
$M_{ee} < 70$ GeV		12 587
$M_{ee} > 3.2$ GeV or $M_{ee} < 2.8$ GeV		12 372
Critères de <i>identification</i>		2 312

TABLE 6.18 – Effet de la sélection des électrons tag et probe. La sélection de l'électron probe ne peut commencer que quand un électron tag été identifié.

CHAPITRE 6. MESURE DE LA SECTION EFFICACE DE PRODUCTION DES ÉLECTRONS VENANT DE LA DÉSINTÉGRATION DES QUARKS LOURDS

$E_T(\text{GeV})$	3-5	5-7	7-10	10-16	16-26	>26
Nombre de candidats au niveau de <i>présélection</i> ($N_{\text{probe}}^{\text{candidats}}$)	5175	3073	2004	1365	548	207
Nombre de candidats au niveau de <i>identification</i> ($N_{\text{probe \& identified}}^{\text{candidats}}$)	1093	592	348	195	61	23

TABLE 6.19 – Nombre de candidats électrons, en fonction de l'énergie transverse E_T , sélectionné pour l'analyse T&P.

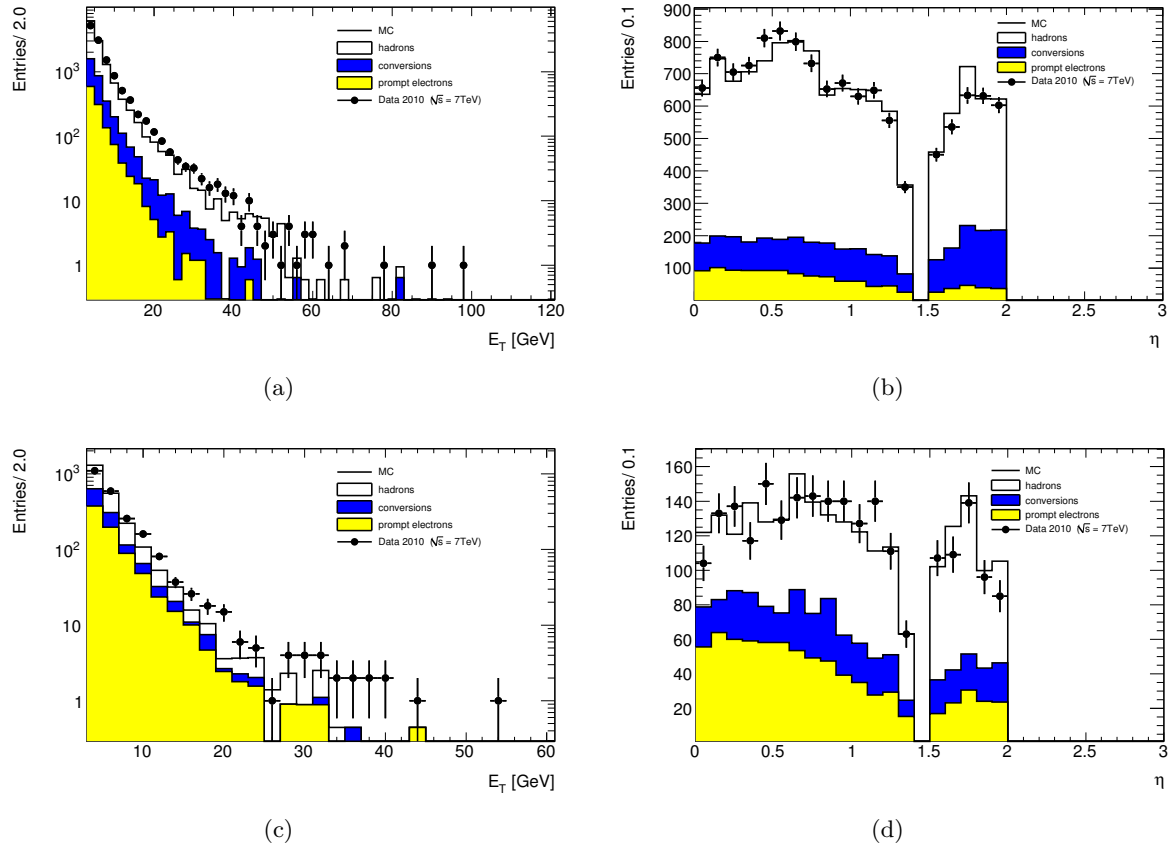


FIGURE 6.22 – Distributions du nombre de candidats électrons présélectionnés (a et b) et identifiés (c et d) dans le cadre de l'analyse T&P. Les distributions sont montrées en fonction de l'énergie transverse E_T et de la pseudorapidité η . Contrairement au cas où seul un électron est sélectionné pour lequel la simulation et les données sont en assez bon accord, lorsque deux électrons sont demandés, l'accord est moins bon.

	électrons de <i>présélection</i>	électrons d' <i>identification</i>
Hadrons mal identifiés (%)	73.7	49.3
Électrons secondaires (conversions) (%)	17.3	19.5
Électrons de signal (%)	9.0	31.2

TABLE 6.20 – Pourcentage attendu pour chaque origine des candidats électrons probe avec une énergie transverse supérieure à 3 GeV. Les chiffres sont extraits de la vérité suite à l'application des critères de présélection et d'identification.

électrons (voir section 6.4.3). Cette dernière comparaison permet de vérifier que les critères de sélection $T\&P$ n'introduisent pas de biais.

Il est important de remarquer qu'à cause de la faible statistique disponible pour cette analyse due aux critères de sélection de l'électron *tag*, les pas en E_T et η pour l'analyse $T\&P$ sont différents de ceux utilisés pour l'analyse de soustraction du bruit de fond (voir section 6.4.3).

- **Études du signal extrait** : la première étape de validation porte simplement sur la vérification des extractions de la composante du signal au niveau *présélection* ($N_{probe}^{Q\rightarrow e}$) et au niveau *identification* ($N_{probe\&identified}^{Q\rightarrow e}$). Les extractions sont faites à l'aide de la *méthode des tuiles* utilisant comme variables discriminantes f_1 , $nBLhits$, et TR_{frac} . Dans le cadre de ces tests, la simulation reconstruite est comparée à la vérité.

La figure 6.23 montre les distributions des densités de probabilité de la composante hadronique ($h \rightarrow e$) pour f_1 et TR_{frac} . Plus précisément, les figures 6.23(a) et (b) montrent les densités de probabilité pour le niveau de *présélection*, et les figures 6.23(c) et (d) pour le niveau d'*identification*.

La figure 6.24 montre les distributions du nombre d'électrons extrait en fonction de l'énergie transverse E_T et de la pseudorapidité η : pour le niveau de *présélection* (figures 6.24(a) et (c)) et pour le niveau d'*identification* (figures 6.24(b) et (d)). Un très bon accord entre extraction sur reconstruction et vérité est observé, comme cela est attendu d'après les résultats présentés précédemment pour la méthode des tuiles. Toutefois, jusqu'à présent l'extraction du signal n'avait jamais été réalisée avant les coupures d'identification. Cet accord est montré table 6.21. Les erreurs citées dans la table sont purement statistiques.

- **Validation de la méthode de mesure d'efficacité** : la validation de la mesure d'efficacité est faite à l'aide de 1000 pseudo-expériences où des pseudo-données (simulation reconstruite) ont été utilisées. Les densités de probabilité utilisées pour les pseudo-données ont été modifiées en suivant une loi de Poisson autour de la valeur mesurée sur la simulation.

Il est important de remarquer que des corrélations existent entre électrons *identifiés* et électrons *présélectionnés* car les premiers sont un sous-ensemble des deuxièmes. Afin de préserver ces corrélations, les distributions de probabilité des pseudo-données, mesurées aux deux niveaux de sélection, ont été modifiées en gardant la dépendance entre le lot des électrons *identifiés* et celui des électrons *présélectionnés*.

La valeur de l'efficacité extraite à partir de ces pseudo-expériences est montrée, pour chaque pas en énergie transverse E_T figure 6.25. La valeur moyenne des distributions ainsi obtenues est résumée sur le graphe en bas à droite de la figure, et comparée à l'efficacité vraie. Un accord dans la limite des barres d'erreur statistique est observée pour tout le spectre en énergie considéré.

Le même test a été fait en considérant la *méthode des tuiles* avec la variable E/p (au lieu de f_1) pour l'extraction de la composante des hadrons ($h \rightarrow e$). La figure 6.26 montre les résultats des extractions d'efficacité par pas en énergie transverse, comme pour la figure 6.25.

Les valeurs centrales d'efficacité extraites des pseudo-données, comparées aux efficacités vraies, montrent une tendance à la surestimation (voir dernier graphe en figure).

Pour conclure, la figure 6.27 montre le rapport entre les valeurs vraies et les efficacités extraites comme décrites précédemment, pour les deux implémentations de la *méthode des tuiles* (f_1 ou E/p pour la discrimination de la composante hadronique). Cette figure met

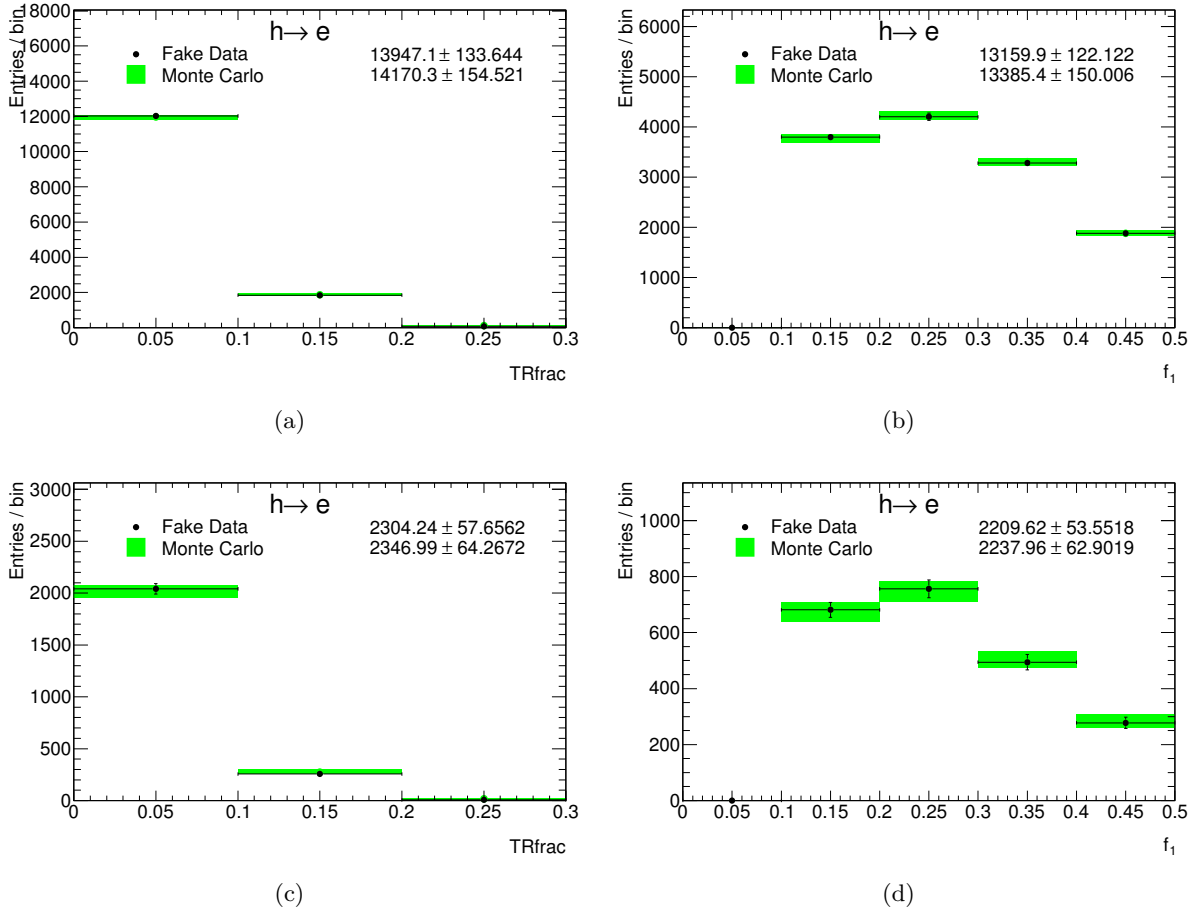


FIGURE 6.23 – Densités de probabilité en fonction de TR_{frac} et f_1 pour le bruit de fond $h \rightarrow e$ au niveau présélection (a et b) et au niveau identification (c et d). Les spectres extraits de la simulation reconstruite sont comparés avec les spectres attendus en utilisant la vérité.

	E_T (GeV)				
	3-5	5-7	7-10	10-16	16-26
$N_{probe}^{Q \rightarrow e}$ depuis l'extraction	$893.6 \pm 60.$	506.8 ± 39.8	241.9 ± 30.8	$134.9 \pm 23.$	28.8 ± 10.7
$N_{probe}^{Q \rightarrow e}$ depuis la vérité	$886.7 \pm 21.$	$462.6 \pm 15.$	$258. \pm 11.2$	151.9 ± 8.6	44.3 ± 4.6
$N_{probe \& \text{ identified}}^{Q \rightarrow e}$ depuis l'extraction	783.1 ± 50.8	386.6 ± 30.1	197.4 ± 21.7	120.1 ± 17.7	27.3 ± 7.1
$N_{probe \& \text{ identified}}^{Q \rightarrow e}$ depuis la vérité	746.2 ± 19.2	$388. \pm 13.6$	222.3 ± 10.3	125.5 ± 7.7	32.4 ± 3.9

TABLE 6.21 – Comparaison des nombres d'électrons extraits par la méthode des Tuiles pour le signal ($Q \rightarrow e$) et les bruits de fond ($\gamma \rightarrow e$ et $h \rightarrow e$). Les extractions sont faites pour le niveau de présélection et pour le niveau d'identification et les chiffres sont comparés avec la valeur attendue de la simulation.

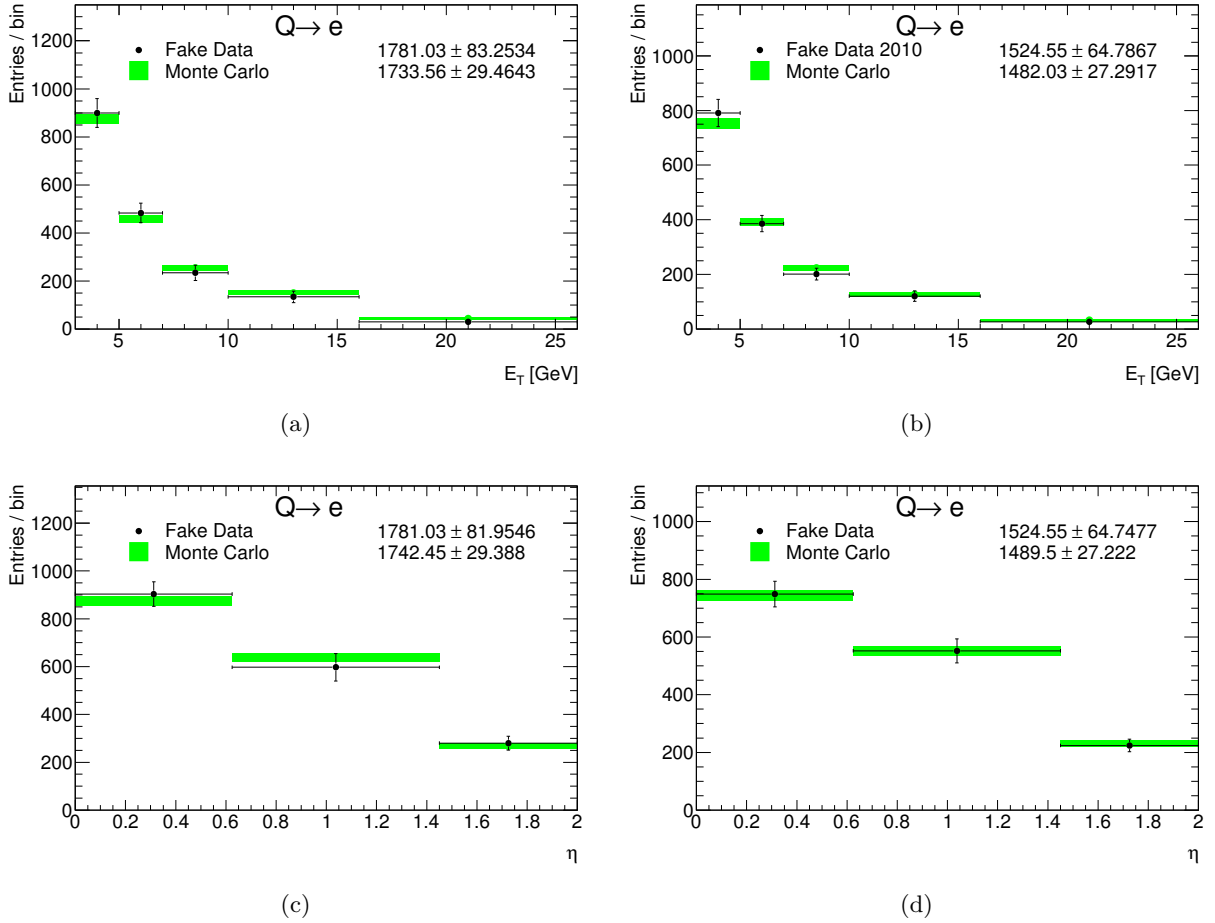


FIGURE 6.24 – Nombre d'électrons extraits à l'aide de la méthode des tuiles pour la composante du signal ($Q \rightarrow e$) en fonction de E_T et de η . Les spectres extraits de la simulation reconstruite sont comparés avec la vérité pour la présélection (a et c) et l'identification (b et d).

en évidence le biais observé lors des pseudo-expériences utilisant E/p . De plus, ce biais semble croître avec la valeur de l'énergie des électrons.

En conséquence, les extractions des lots d'électrons N_{probe} et $N_{probe \& identified}$, pour l'analyse $T\&P$, sont faites à l'aide de la *méthode des tuiles* basée sur f_1 .

- **Impact de la contamination des électrons Drell Yan sur la mesure :** l'impact de la contamination des électrons de Drell-Yan sur la mesure d'efficacité a été étudié en détail. Pour ce faire, la mesure d'efficacité faite à l'aide de pseudo-données a été répétée en utilisant un échantillon d'événements Drell-Yan en plus des échantillons habituels (voir table 6.11) .

La comparaison des extractions des efficacités, avec et sans événements Drell-Yan, est montrée figure 6.28(a). L'effet de la contamination de ces électrons isolés devient visible pour des énergies supérieures ou égales à 16 GeV. La figure 6.28(b) montre le rapport entre les deux efficacités : la compatibilité avec 1 est vérifiée pour tout le spectre en énergie considéré. Ce résultat montre que les événements Drell-Yan représentent un bruit de fond négligeable pour la mesure d'efficacité malgré le choix d'une coupure de charges opposées entre les deux électrons.

- **Étude de compatibilité des efficacités prédites par la vérité :** Afin de vérifier l'absence de tout biais dans l'estimation de l'efficacité, l'efficacité vraie calculée après toute la sélection requise par la méthode $T\&P$ est comparée à l'efficacité vraie calculée pour l'analyse de soustraction du bruit de fond (*sélection standard*, voir section 6.4.3). Ces efficacités sont présentées figure 6.29 en fonction de l'énergie transverse E_T et de la pseudorapidité η . La compatibilité des résultats extraits avec les deux sélections différentes est vérifiée. Il faut noter que les valeurs d'efficacité relatives à la *sélection standard* ne peuvent pas être extraites pour des énergies inférieures à 7 GeV à cause de la limite inférieure en E_T imposée par les conditions de déclenchement. Une comparaison sur tout le spectre n'est donc pas possible.

L'ensemble de ces résultats valide ainsi la procédure : la mesure d'efficacité extraite sur les données à l'aide de la méthode $T\&P$ peut être utilisée dans le cadre de la mesure de la section efficace de production des quarks lourds se désintégrant en électrons, pour calculer le facteur de correction à appliquer à l'efficacité obtenue de la simulation.

6.5.3.4 Les extractions et la mesure d'efficacité

Les résultats des extractions de la composante du signal pour les données aux deux niveaux de sélection, à savoir *présélection* et *identification*, sont présentés table 6.22. Les distributions en fonction de l'énergie transverse E_T sont montrées figure 6.30, pour les données et la vérité. Généralement les extractions pour la composante du signal sont faites par pas de E_T et η . La queue du spectre en énergie des électrons sélectionnés, montrée par les figures 6.22(a) et (c) apparaît particulièrement dépeuplée surtout dans le cas des électrons satisfaisants aussi les critères d'*identification*. Les extraction pour ce dernier pas en énergie sont donc faites après intégration en pseudorapidité, afin de préserver la statistique disponible puisque avec plus de statistique une meilleure qualité de l'ajustement intervenant dans la *méthode des tuiles* est possible.

Les valeurs d'efficacité extraites en fonction de E_T sont aussi montrées table 6.22 et comparées aux efficacités prédites par la simulation. Les erreurs citées dans la table sont purement

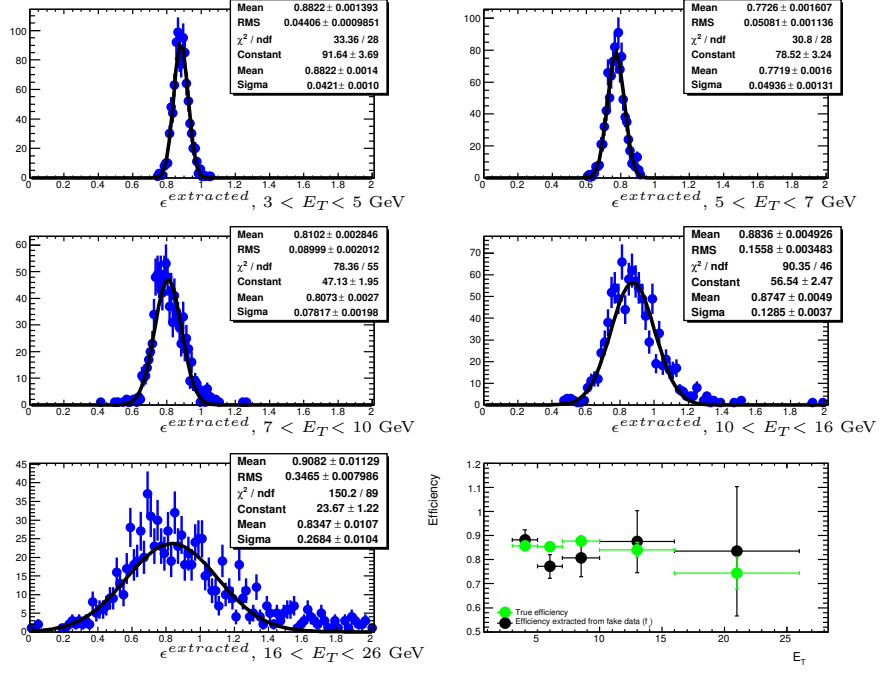


FIGURE 6.25 – Efficacité d'identification extraite à l'aide de 1000 pseudo-expériences en utilisant la méthode des tuiles basée sur f_1 . Le dernier graphique montre pour chaque pas en énergie les valeurs centrales extraites et la comparaison de celles-ci à la valeur vraie correspondante.

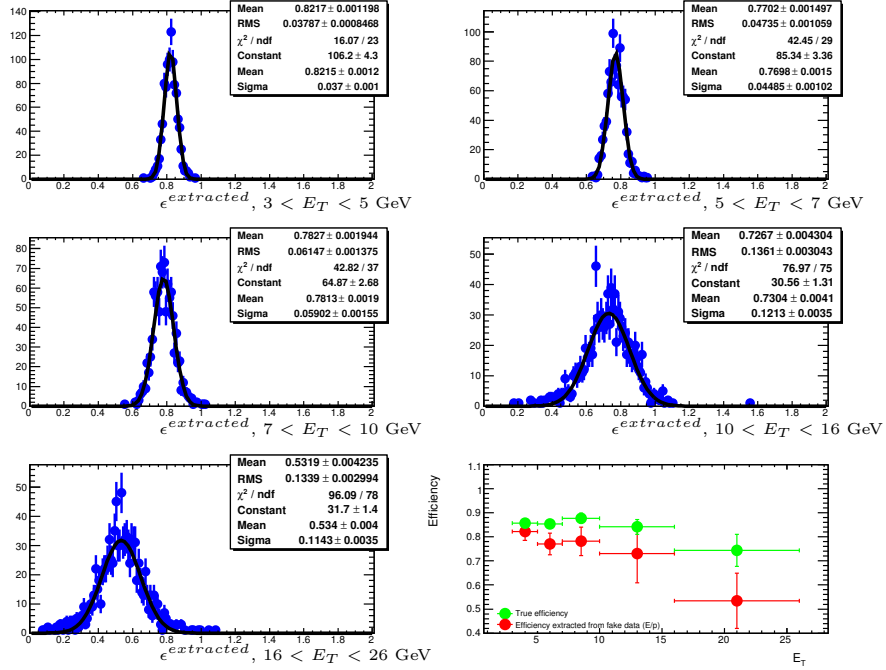


FIGURE 6.26 – Efficacité d'identification extraite à l'aide de 1000 pseudo-expériences en utilisant la méthode des tuiles basée sur E/p . Le dernier graphique montre pour chaque pas en énergie les valeurs centrales extraites et la comparaison de celles-ci à la valeur vraie correspondante.

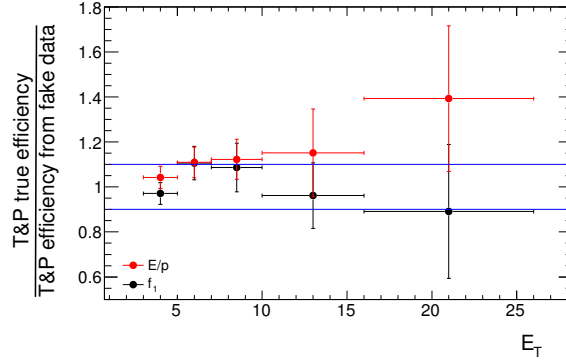


FIGURE 6.27 – Rapports entre les efficacités extraites des pseudo-expériences et les valeurs vraies. Les résultats des pseudo-expériences relatives aux deux implémentations de la méthode des tuiles (utilisation de f_1 ou E/p pour discriminer les hadrons) sont montrés.

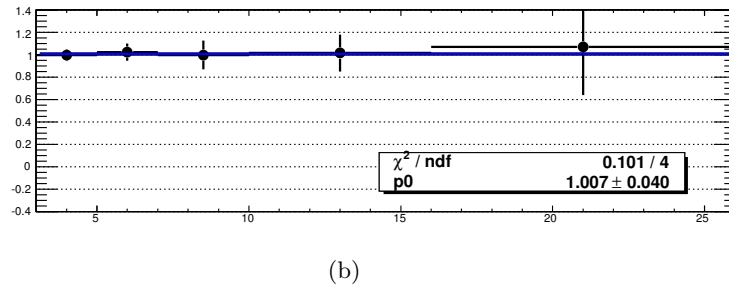
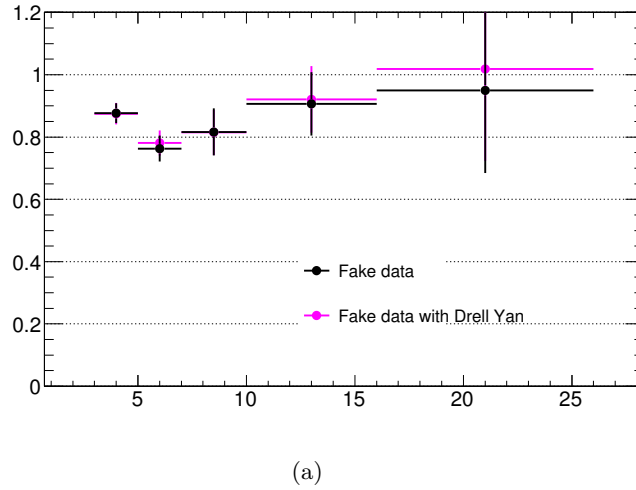


FIGURE 6.28 – (a) : Étude de l'impact de la contamination des électrons Drell-Yan sur la mesure d'efficacité : comparaison des efficacités extraites des pseudo-données en utilisant, ou pas, un échantillon d'événements Drell-Yan en plus des événements minimum de biais. (b) : Rapport entre ces deux efficacités en fonction de l'énergie transverse E_T .

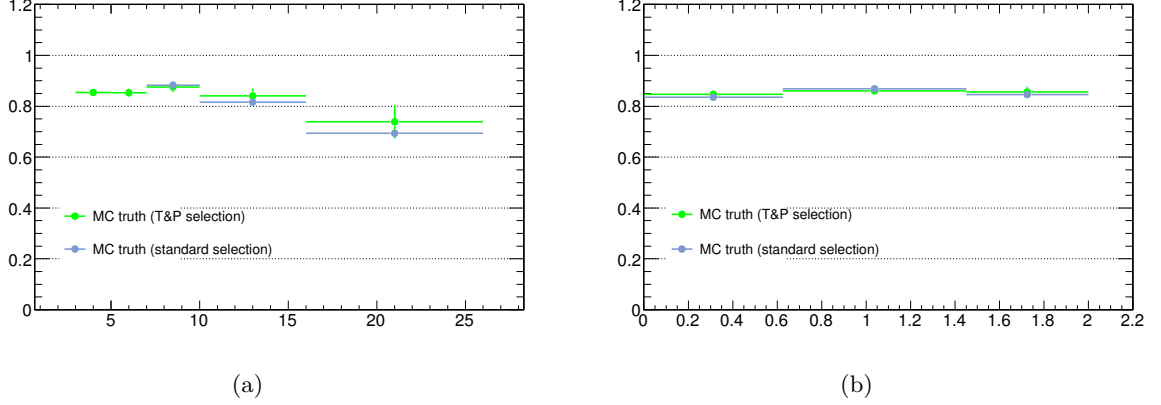


FIGURE 6.29 – Étude de compatibilité des efficacités prédites par la vérité : l'efficacité, en fonction de E_T (a) et η (b), extraite de la vérité dans le cadre de l'analyse d'extraction du signal, ou méthode des tuiles simple, (bleu) est comparée à celle extraite dans le cadre de l'analyse T&P (vert). Les efficacités pour l'analyse standard ne peuvent pas être estimées pour des valeurs d'énergies inférieures à 7 GeV.

statistiques. Les erreurs des efficacités vraies sont calculées en utilisant une simple évaluation binomiale, alors que les erreurs pour les valeurs extraites des données doivent tenir compte la corrélation existant entre le nombre d'électrons extraits au niveau *présélection* ($N_{\text{probe}}^{Q \rightarrow e}$) et au niveau *identification* ($N_{\text{probe \& identified}}^{Q \rightarrow e}$). La formule utilisée pour calculer cette erreur est alors la suivante [158] :

$$\Delta\epsilon^2 = \frac{(1 - 2\epsilon)(\Delta N_{\text{probe \& identified}}^{Q \rightarrow e})^2 + \epsilon^2(\Delta N_{\text{probe}}^{Q \rightarrow e})^2}{(N_{\text{probe}}^{Q \rightarrow e})^2} \quad (6.14)$$

6.5.3.5 Les incertitudes systématiques

Les incertitudes systématiques pour l'efficacité d'identification sont liées à la *méthode des tuiles* utilisée pour l'extraction des composantes du signal N_{probe} et $N_{\text{probe \& identified}}$. La procédure suivie pour les évaluer est identique à celle présentée section 6.4.3.4. Dans le cas de l'analyse T&P, les incertitudes systématiques doivent être estimées pour le niveau de *présélection* et pour le niveau d'*identification*. Comme cela a été expliqué, c'est la déviation entre les données et la simulation pour les densités de probabilité des variables discriminantes qui est à la base des estimations des erreurs systématiques. La méthode d'estimation de ces systématique est brièvement résumée ci dessous.

- **Déviations données-simulation affectant les densités de probabilité :** Les distributions du nombre d'électrons sélectionnés sur les données en fonction de TR_{frac} , f_1 et $nBLhits$ sont montrées figure 6.31 et comparées à la simulation. Chaque distribution est montrée pour les deux niveaux : *présélection* (figures 6.31(a), (c) et (e)) et *identification* (figures 6.31(b), (d) et (f)).

Pour chaque variable discriminante, une erreur systématique est déterminée.

- ◇ distribution de f_1 : l'erreur systématique due aux densités de probabilité $\epsilon_{f_1}^\gamma$ et $\epsilon_{f_1}^Q$ est estimée en calculant la déviation entre la distribution de f_1 pour un lot pur de conversions

	E_T (GeV)				
	3-5	5-7	7-10	10-16	16-26
$N_{\text{probe}}^{Q \rightarrow e}$ de l'extraction $T\&P$	283 ± 41	215 ± 33	127 ± 28	72 ± 24	46 ± 15
$N_{\text{probe \& identified}}^{Q \rightarrow e}$ de l'extraction $T\&P$	265 ± 31	170 ± 26	119 ± 25	69 ± 22	26 ± 10
Efficacité avec la méthode T&P	93.7 ± 9.2	79.0 ± 7.8	93.9 ± 8.8	94.7 ± 13.6	$57.6 \pm 16.$
Efficacité de la vérité (sélection T&P)	85.4 ± 1.2	85.3 ± 1.6	87.5 ± 2.0	84.1 ± 2.9	73.9 ± 6.6
Efficacité de la vérité (sélection simple)	n/a	n/a	88.23 ± 0.07	81.57 ± 0.14	69.41 ± 0.11

TABLE 6.22 – Nombre d'électrons extraits du lot des données par la méthode des tuiles pour les deux niveaux de sélection (présélection et identification) nécessaires pour l'estimation des efficacités. Les valeurs des efficacités mesurées sur les données sont présentées et comparées aux valeurs prédites par la vérité. Chaque série de résultats est présentée en fonction de l'énergie transverse E_T .

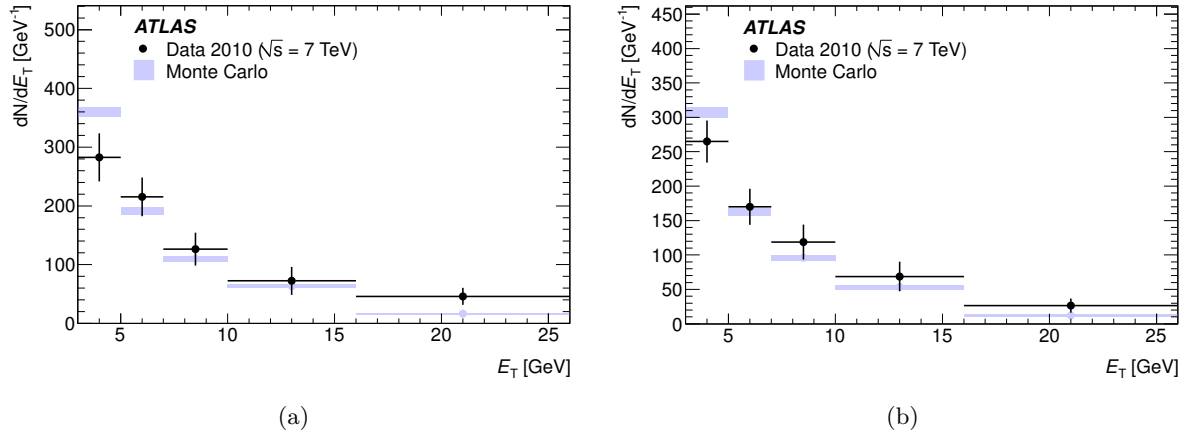


FIGURE 6.30 – Distribution du nombre d'électrons extrait par la méthode des tuiles en fonction de l'énergie transverse E_T . Les distributions extraites, aux niveaux présélection (a) et identification (b), sont comparées aux distributions vraies normalisées au nombre d'électrons extraits. Les erreurs sont purement statistiques.

des données par rapport à la distribution vraie (voir figure 6.32(a)). L'échantillon des conversions est un sous-lot des données sélectionné par les critères habituels (*présélection* et *identification*, voir table 6.3) avec en plus, les demandes $n_{BL} = 0$ et $E/p > 0.8$.

Pour le signal, l'hypothèse est faite que la déviation entre la distribution des électrons des données et celle de la vérité est la même que pour les conversions.

- ◇ distribution de TR_{frac} : l'erreur systématique due aux densités de probabilité $\epsilon_{TR_{frac}}^\gamma$ et $\epsilon_{TR_{frac}}^Q$ est estimée en calculant la déviation entre la distribution de TR_{frac} pour un lot pur de conversions des données par rapport à la distribution vraie (voir figure 6.32(b)). L'échantillon pur de conversions utilisé est décrit précédemment. Comme pour l'erreur systématique sur f_1 , pour le signal on considère que la déviation entre données et vérité est la même que pour les conversions.
- ◇ distribution de $nBLhits$: l'erreur systématique due à la densité de probabilité ϵ_{nBL}^γ est estimée en faisant varier cette même probabilité de quelques %. La description détaillée de la procédure suivie pour estimer cette systématique est présentée section 6.4.3.4.
- **biais de la méthode $T\&P$** : l'existence d'un éventuel biais de la méthode $T\&P$ a été étudiée à l'aide de pseudo-expériences obtenues en faisant varier les distributions de probabilité des données selon une loi poissonnienne. Les valeurs d'efficacités ainsi extraites ont été ensuite comparés aux valeurs attendus de la vérité. La figure 6.33 montre la distribution des écarts observés normalisés à la valeur vraie (*pull*). Ces distributions suivent la loi normale avec variance unitaire. Cela montre la précision de l'estimation de l'erreur obtenue par la minimisation de la fonction de vraisemblance utilisée par la *méthode des tuiles* (voir section 6.4.3). La déviation observée est estimée à 3.8%. Une incertitude systématique liée à ce biais de la méthode $T\&P$ est donc prise en compte.
- **correction en énergie** : l'estimation de l'erreur due à la correction sur l'échelle en énergie des électrons (signal ou bruits de fond) est estimée en faisant varier, uniquement pour les données, la valeur de l'énergie transverse de l'amas E_T de $\pm 1\%$ dans le tonneau, et de $\pm 3\%$ dans les bouchons (procédure prévue par le groupe de performance *Egamma* [154]). L'erreur ainsi estimée est de 2.9%.

L'évaluation de chacune des incertitudes systématiques précédentes nécessite de nouvelles extractions de la composante du signal afin d'évaluer la déviation de la valeur de l'efficacité présentée table 6.22. Afin de réduire l'impact de la faible statistique disponible, ces nouvelles extractions ont été faites en intégrant sur l'énergie et la pseudorapidité, contrairement à ce qui est faite pour les valeurs centrales. Cela permet de combler le manque de statistique à grande énergie (16-26 GeV) sans affecter les estimations à basses valeurs de E_T car celles ci sont approximativement constantes.

Les incertitudes systématiques relatives ainsi estimées sont résumées table 6.23. Les figures 6.34(a) et (b) montrent respectivement les efficacités en fonction de l'énergie transverse E_T et en fonction de la pseudorapidité η . L'erreur est largement dominée par l'erreur statistique. Pour la distribution en E_T , ces efficacités extraites montrent une bonne compatibilité avec la valeur attendue de la vérité.

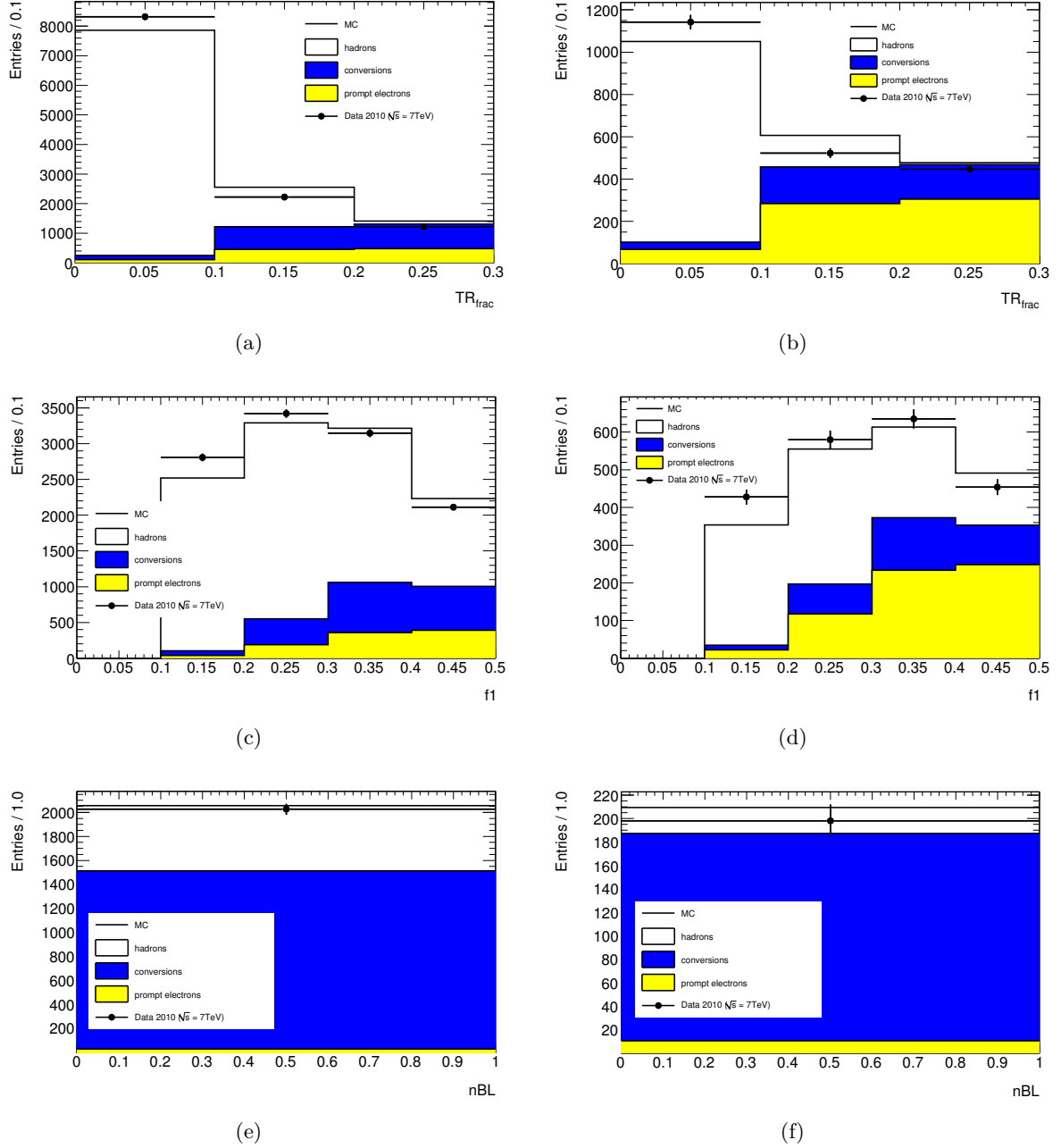


FIGURE 6.31 – Comparaison données-simulation des distributions des variables discriminantes TR_{frac} , f_1 et nBL hits utilisées pour les extractions de la composante du signal aux deux niveaux de sélection : présélection (a, c, e) et identification (b, d, f).

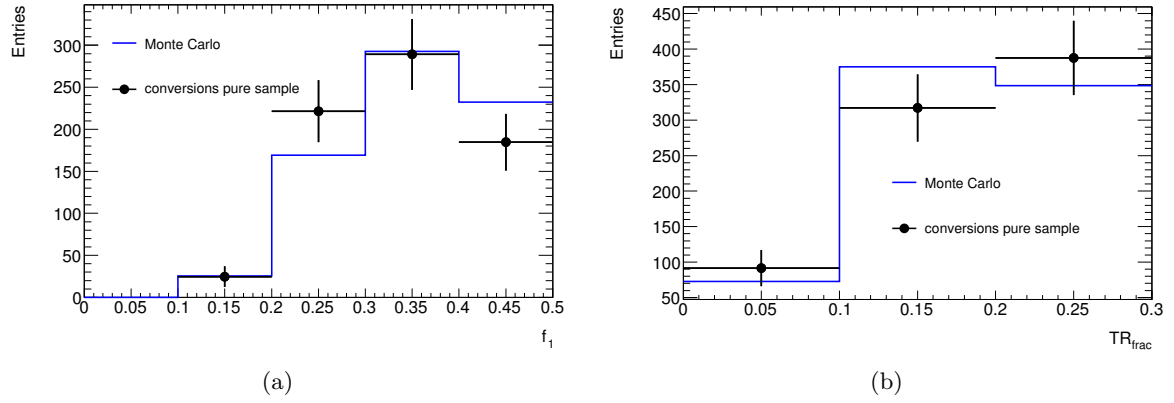


FIGURE 6.32 – Comparaison des densités de probabilité f_1 et TR_{frac} pour les conversions : la vérité (bleu) est comparée aux distributions obtenues à partir d'un lot pur de conversions extrait des données.

Source	incertitude sur l'efficacité extraite par la méthode T&P (%)
distribution $nBLhits$	4.4
distribution TR_{frac}	2.2
distribution f_1	2.8
biais de la méthode	3.8
correction en énergie	2.8
incertitude totale	7.4

TABLE 6.23 – Résumé des incertitudes systématiques de l'analyse T&P.

CHAPITRE 6. MESURE DE LA SECTION EFFICACE DE PRODUCTION DES ÉLECTRONS VENANT DE LA DÉSINTÉGRATION DES QUARKS LOURDS

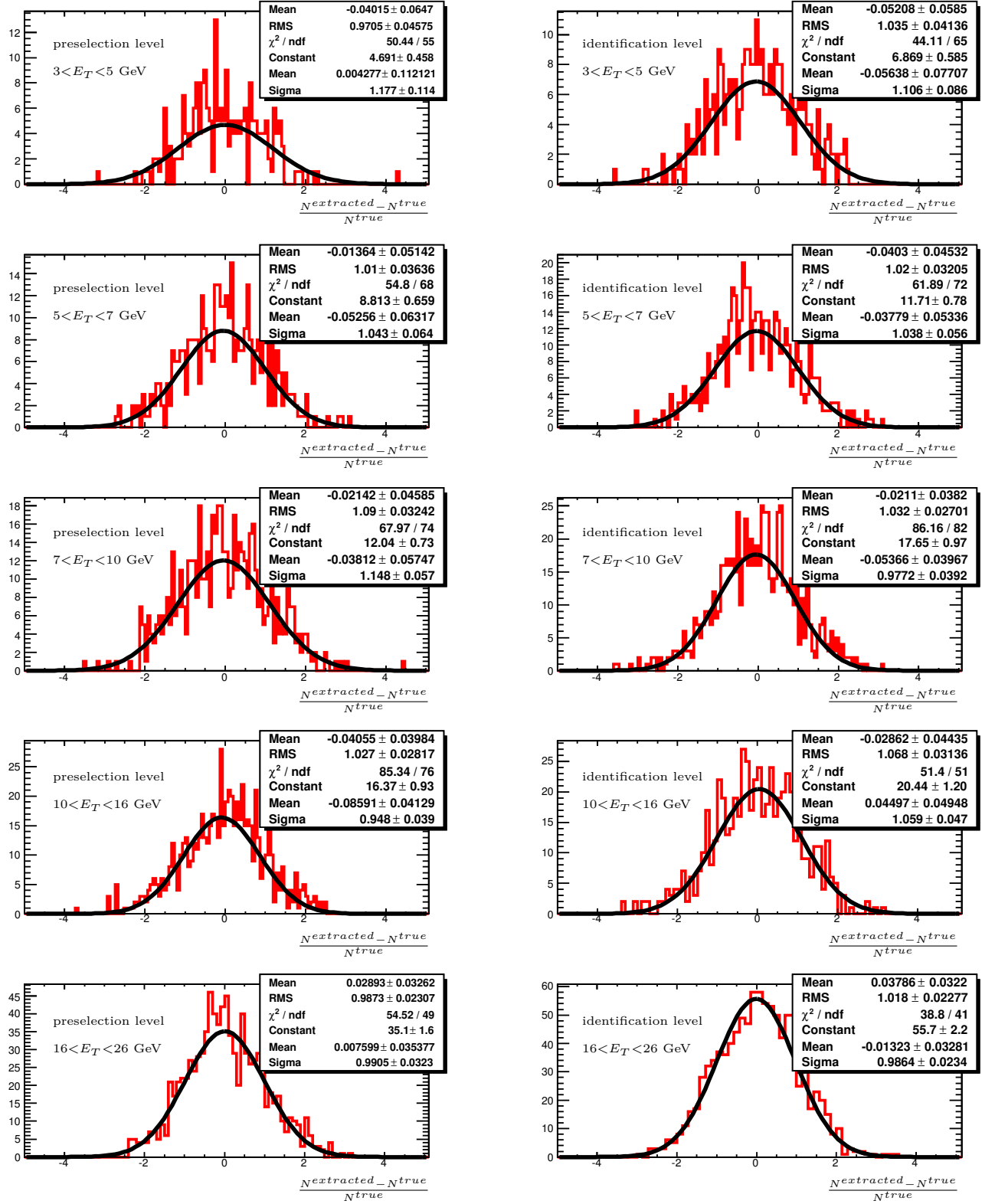


FIGURE 6.33 – Estimation du biais de la méthode T&P : distributions des écarts relatifs des valeurs d'efficacité extraites à partir de pseudo-expériences, par rapport aux efficacités vraies. Les distributions sont montrées séparément pour le niveau de présélection (colonne de gauche) et d'identification (colonne de droite).

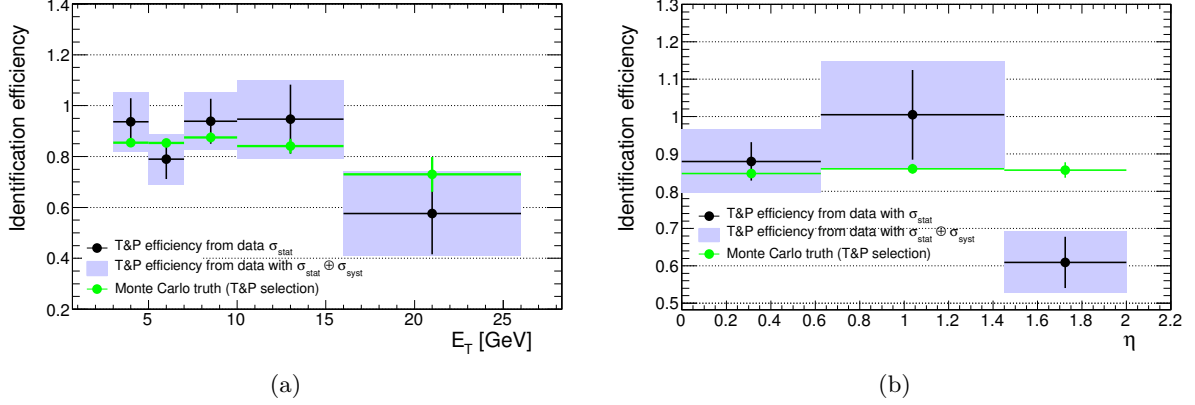


FIGURE 6.34 – Efficacités en fonction de E_T (a) et η (b) extraite par la méthode T&P en comparaison avec l'efficacité prédite par la simulation (vert). Les incertitudes statistiques (en noir) et systématiques (bleu clair) sont aussi montrées.

6.5.3.6 L'efficacité d'identification utilisée dans la mesure de la section efficace

La mesure d'efficacité extraite à l'aide de la méthode T&P ne peut pas être directement utilisée dans la mesure de section efficace pour deux raisons. Tout d'abord, les fortes contraintes appliquées pour enrichir le lot des électrons *probe* amène à une sévère réduction de la statistique disponible¹⁷. L'estimation de l'efficacité, par pas de 2 GeV en impulsion transverse p_T , imposée par le pas choisi pour l'extraction du spectre d'électrons inclusifs, n'est donc pas respectée. Ensuite, pour que la mesure de la section efficace extraite des données soit comparable aux prédictions théoriques, il serait nécessaire que cette mesure soit faite en fonction de l'impulsion transverse vraie p_T^{true} de l'électron. En conséquence la mesure d'efficacité d'identification doit être en fonction de l'impulsion vraie p_T^{true} . Une correction pour se ramener à l'impulsion vraie est possible mais le point précédent fait que cette correction n'a pas été nécessaire. L'efficacité d'identification utilisée pour la mesure de la section efficace est donc extraite de la simulation (voir table 6.24). Toutefois, l'estimation de l'efficacité faite sur les données (méthode T&P) reste importante car elle permet de quantifier le facteur de correction à appliquer à l'efficacité calculée grâce à la simulation.

La figure 6.35 montre le rapport entre l'efficacité extraite du lot des données et la valeur prédite par la simulation, en fonction de l'énergie transverse E_T . Ce rapport est compatible avec 1 pour tout pas en énergie considéré. En particulier, l'estimation du facteur de correction à appliquer est estimée à 1.020 ± 0.054 . En conséquence, seule une systématique (relative) de 5.4% est prise en compte dans la mesure de l'efficacité d'identification puisque données et simulation sont en bon accord. L'incertitude systématique relative finale sur la méthode T&P est donnée par la combinaison de l'incertitude systématique de 7.4% précédemment présentée (voir table 6.23) avec l'incertitude de 5.4% venant de la comparaison avec la vérité. L'incertitude relative finale à attribuer à l'efficacité d'identification extraite par la simulation est donc estimée à 9.2%.

17. Bien que plus de données étaient disponibles, il n'a pas été souhaité ajouter pour cette partie efficacité un lot supplémentaire de données. En effet, à cette période de démarrage, les conditions de prises de données ont changé extrêmement rapidement notamment les conditions d'empilement et mesurer l'efficacité avec des lots aux conditions changeantes n'a pas semblé être un choix opportun.

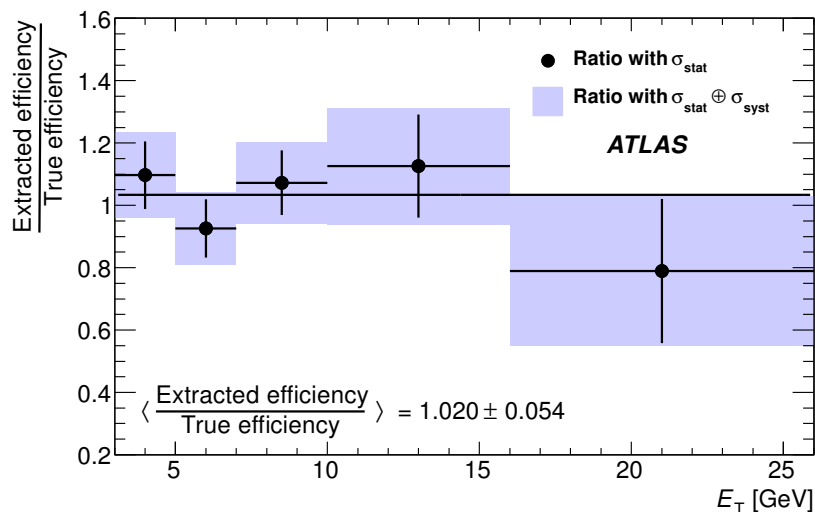


FIGURE 6.35 – Rapport entre l’efficacité extraite des données et de la simulation. Les barres d’erreur noires sont purement statistiques, les boites donnent l’incertitude totale où les erreurs statistique et systématique sont sommées quadratiquement.

Finalement, les efficacités de reconstruction (ϵ_{reco}) et d’identification (ϵ_{ID}) extraites de la simulation, et qui sont utilisées pour la mesure de la section efficace sont montrées table 6.24. Il faut noter que ces efficacités sont calculées en fonction de l’énergie transverse vraie. Cela est dû au fait que pour comparer la mesure de la section efficace avec les prédictions théoriques, il faut exprimer cette mesure en fonction de l’énergie transverse vraie. La procédure qui permet de déconvoluer les effets de résolution du détecteur, afin d’accéder à l’impulsion vraie, est présentée section 6.6.2.

6.6 La mesure expérimentale de la section efficace de production des quarks lourds se désintégrant en électrons

Toutes les mesures présentées précédemment (sections 6.4.3 et 6.5) sont des pièces nécessaires à la mesure expérimentale de la section efficace de production des électrons venant de la désintégration des quarks lourds.

La mesure réalisée avec l’extraction de la composante du signal développée dans cette thèse (voir section 6.4.3) est présentée dans un premier temps. Cette mesure a ensuite été comparée à la mesure “officielle” de la collaboration ATLAS¹⁸. Pour conclure, la mesure “officielle” est comparées aux prédictions théoriques.

En parallèle aux mesures citées ci dessus, au sein de la collaboration ATLAS, la mesure de la section efficace de production des quarks lourds se désintégrant en leptons a été réalisée aussi dans le canal muonique [159]. Cette mesure est brièvement discutée en fin de chapitre (voir section 6.6.5).

18. Comme cela a déjà été précisé auparavant, pour la mesure “officielle” l’extraction de la composante du signal a été faite à l’aide de la *méthode des tuiles* basée sur la variable E/p pour la discrimination de la composante des hadrons (voir section 6.4.3.6).

Efficacité d'un critère de sélection par rapport au précédent											
E_T vraie (GeV)	5-6	6-7	7-8	8-10	10-12	12-14	14-16	16-18	18-20	20-22	22-26
Vertex avec au moins 3 traces	99.99 ± 0.00	99.99 ± 0.00	99.99 ± 0.00	99.99 ± 0.00	100.00 ± 0.00	100.00 ± 0.00	99.99 ± 0.01	100.00 ± 0.00	99.93 ± 0.04	100.00 ± 0.00	100.00 ± 0.00
acceptance en η et algorithme de reconstruction	74.57 ± 0.06	80.41 ± 0.08	83.25 ± 0.10	85.14 ± 0.09	86.87 ± 0.14	87.56 ± 0.21	88.49 ± 0.28	88.52 ± 0.39	89.19 ± 0.50	89.67 ± 0.63	90.26 ± 0.62
$E_T > 7$ GeV	2.37 ± 0.02	15.61 ± 0.08	63.10 ± 0.13	89.00 ± 0.09	97.22 ± 0.07	99.04 ± 0.06	99.40 ± 0.07	99.59 ± 0.08	99.50 ± 0.12	99.81 ± 0.09	99.55 ± 0.15
zones problématiques EMCAL (dead OTX)	96.06 ± 0.21	96.57 ± 0.10	96.30 ± 0.07	95.38 ± 0.06	93.60 ± 0.11	92.63 ± 0.18	91.99 ± 0.26	92.23 ± 0.35	91.97 ± 0.46	92.15 ± 0.59	91.66 ± 0.61
N_{Si}	99.14 ± 0.10	99.81 ± 0.02	99.91 ± 0.01	99.88 ± 0.01	99.86 ± 0.02	99.87 ± 0.02	99.85 ± 0.04	99.84 ± 0.05	99.76 ± 0.08	99.89 ± 0.08	99.79 ± 0.11
N_{TRT}	97.07 ± 0.18	97.40 ± 0.09	97.19 ± 0.06	97.01 ± 0.05	97.49 ± 0.07	97.95 ± 0.10	98.32 ± 0.13	98.44 ± 0.17	98.82 ± 0.19	98.88 ± 0.24	98.74 ± 0.26
modules $B - Layer$ morts	96.40 ± 0.20	96.02 ± 0.11	95.72 ± 0.07	95.88 ± 0.06	96.00 ± 0.09	96.20 ± 0.13	95.96 ± 0.19	95.48 ± 0.28	95.75 ± 0.36	96.49 ± 0.42	95.96 ± 0.46
$f_1 > 0.1$	99.53 ± 0.08	99.66 ± 0.03	99.69 ± 0.02	99.67 ± 0.02	99.69 ± 0.03	99.60 ± 0.04	99.62 ± 0.06	99.65 ± 0.08	99.40 ± 0.14	99.63 ± 0.14	99.54 ± 0.16
Identification (ϵ_{ID})	45.60 ± 0.55	79.99 ± 0.23	89.69 ± 0.11	90.06 ± 0.10	87.95 ± 0.16	86.96 ± 0.24	85.13 ± 0.36	83.10 ± 0.52	81.42 ± 0.72	79.50 ± 0.95	77.56 ± 1.00
Total	0.71 ± 0.01	9.02 ± 0.05	42.03 ± 0.13	60.27 ± 0.13	64.78 ± 0.20	65.47 ± 0.30	64.65 ± 0.42	63.19 ± 0.58	62.31 ± 0.77	62.26 ± 1.00	60.12 ± 1.03

Cutflow											
E_T vraie (GeV)	5-6	6-7	7-8	8-10	10-12	12-14	14-16	16-18	18-20	20-22	22-26
Vertex avec au moins 3 traces	99.99 ± 0.00	99.99 ± 0.00	99.99 ± 0.00	99.99 ± 0.00	100.00 ± 0.00	100.00 ± 0.00	99.99 ± 0.01	100.00 ± 0.00	99.93 ± 0.04	100.00 ± 0.00	100.00 ± 0.00
acceptance en η et algorithme de reconstruction	74.56 ± 0.06	80.40 ± 0.08	83.25 ± 0.10	85.13 ± 0.09	86.87 ± 0.14	87.56 ± 0.21	88.49 ± 0.28	88.52 ± 0.39	89.12 ± 0.50	89.67 ± 0.63	90.26 ± 0.62
$E_T > 7$ GeV	1.76 ± 0.02	12.55 ± 0.06	52.52 ± 0.13	75.77 ± 0.11	84.45 ± 0.15	86.71 ± 0.21	87.96 ± 0.29	88.16 ± 0.39	88.68 ± 0.51	89.50 ± 0.63	89.85 ± 0.64
zones problématiques EMCAL (dead OTX)	1.70 ± 0.02	12.12 ± 0.06	50.58 ± 0.13	72.27 ± 0.12	79.05 ± 0.17	80.32 ± 0.25	80.91 ± 0.35	81.31 ± 0.47	81.56 ± 0.62	82.47 ± 0.78	82.36 ± 0.80
N_{Si}	1.68 ± 0.02	12.10 ± 0.06	50.54 ± 0.13	72.18 ± 0.12	78.94 ± 0.17	80.22 ± 0.25	80.79 ± 0.35	81.18 ± 0.47	81.36 ± 0.62	82.38 ± 0.79	82.18 ± 0.80
N_{TRT}	1.63 ± 0.02	11.78 ± 0.06	49.12 ± 0.13	70.03 ± 0.12	76.96 ± 0.18	78.57 ± 0.26	79.43 ± 0.36	79.91 ± 0.49	80.40 ± 0.63	81.46 ± 0.80	81.15 ± 0.82
modules $B - Layer$ morts	1.57 ± 0.02	11.31 ± 0.06	47.01 ± 0.13	67.14 ± 0.12	73.88 ± 0.18	75.59 ± 0.27	76.22 ± 0.38	76.30 ± 0.51	76.99 ± 0.67	78.60 ± 0.85	77.87 ± 0.87
$f_1 > 0.1$ (ϵ_{reco})	1.57 ± 0.02	11.28 ± 0.06	46.87 ± 0.13	66.92 ± 0.12	73.66 ± 0.18	75.29 ± 0.27	75.94 ± 0.38	76.03 ± 0.52	76.53 ± 0.68	78.31 ± 0.85	77.51 ± 0.88
Identification	0.71 ± 0.01	9.02 ± 0.05	42.03 ± 0.13	60.27 ± 0.13	64.78 ± 0.20	65.47 ± 0.30	64.65 ± 0.42	63.19 ± 0.58	62.31 ± 0.77	62.26 ± 1.00	60.12 ± 1.03

TABLE 6.24 – Efficacité de sélection des événements pour l'acceptance, la présélection et l'identification en fonction de l'énergie vraie de l'électron extraite de la simulation. Les efficacités montrées sont relatives à l'application du critère précédent (table du haut) ou présentées comme un cut-flow (table du bas). Les lignes des tableaux mises en évidence sont les efficacités utilisées dans la mesure de la section efficace : l'efficacité d'identification (ϵ_{ID}) dans le tableau du haut et de reconstruction (ϵ_{reco}) dans le tableau du bas.

6.6.1 Méthode

La mesure de la section efficace de production des électrons venant des quarks lourds est calculée en fonction de l'impulsion vraie de l'électron selon la formule suivante :

$$\frac{\Delta\sigma}{\Delta p_T} = \left(\frac{N^{Q \rightarrow e}}{\epsilon_{\text{trigger}} \cdot \int \mathcal{L} dt} - \sigma_{\text{accepted}}^{W/Z/\gamma^*} \right) \cdot \frac{C_{\text{migration}}}{\epsilon_{\text{reco+ID}}} \cdot \frac{1}{\Gamma_{\text{bin}}}. \quad (6.15)$$

où :

- $N^{Q \rightarrow e}$ est le nombre d'électrons de signal extrait à l'aide de la *méthode des tuiles* (voir table 6.14) ;
- $\epsilon_{\text{trigger}}$ est l'efficacité de déclenchement extraite des données (voir table 6.16) ;
- $\int \mathcal{L} dt$ est la luminosité intégrée relative au lot de données utilisé (voir table 6.1) ;
- $\sigma_{\text{accepted}}^{W/Z/\gamma^*}$: est la valeur attendue dans l'acceptance considérée, pour la section efficace de production des bosons W et Z et du processus Drell-Yan à basse masse (voir table 6.25). Les erreurs systématiques sont discutées section 6.6.3 ;
- $C_{\text{migration}}$ est le facteur de correction à appliquer pour déconvoluer les effets du détecteur (voir table 6.26). La raison de ce facteur et sa détermination sont expliquées à la section suivante ;
- $\epsilon_{\text{reco+ID}}$ est l'ensemble des efficacités de reconstruction et d'identification extrait de la simulation en fonction de l'impulsion vraie p_T^{true} (voir table 6.26) ;
- Γ_{bin} est la largeur du pas en impulsion transverse p_T .

6.6.2 La problématique de l'*Unfolding*

Pour que la mesure de la section efficace extraite des données soit comparable aux prédictions théoriques, il est nécessaire que cette mesure soit faite en fonction de l'impulsion transverse vraie p_T^{true} de l'électron. Mais, toute mesure effectuée sur les données est fonction des grandeurs reconstruites, et, dans le cas de cette analyse en fonction de l'énergie transverse E_T . Il est ainsi nécessaire de déconvoluer les effets de détecteur relatifs à la reconstruction en énergie : cette technique est appelée *procédure d'unfolding* [160].

Trois différentes méthodes ont été étudiées au sein du groupe de travail : la méthode *SVD* (de l'anglais **S**ingle **V**alue **D**ecomposition) [161], la méthode Bayésienne [162] et la méthode dite *bin-by-bin* [163]. Les différences entre les méthodes citées se trouvent dans la façon de prendre en compte les effets dus à l'acceptance, la résolution finie et l'éventuelle non linéarité de la réponse du détecteur.

Suite à une série d'études détaillées de performance de ces procédures d'*unfolding* [116], c'est la méthode dite *bin-by-bin* qui a été finalement choisie pour l'analyse. Cette méthode se base sur l'estimation, à l'aide de la simulation, d'un facteur de correction (appelé dans la suite $C_{\text{migration}}$), calculé en estimant le rapport entre le nombre d'événements appartenant à un certain pas pour la variable reconstruite et la variable vraie. Plus précisément, ce facteur est construit comme le

6.6. LA MESURE EXPÉRIMENTALE DE LA SECTION EFFICACE DE PRODUCTION DES QUARKS LOURDS SE DÉSINTÉGRANT EN ÉLECTRONS

	Section efficace Drell-Yan dans l'acceptance en fonction de E_T (GeV)								
	7-8	8-10	10-12	12-14	14-16	16-18	18-20	20-22	22-26
σ (nb)	0.214	0.315	0.236	0.206	0.203	0.209	0.219	0.239	0.530
σ_{stat}	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001	0.002
σ_{syst}	0.013	0.017	0.012	0.011	0.011	0.013	0.014	0.016	0.036

TABLE 6.25 – Section efficace des processus Drell-Yan incluant les processus de production des bosons Z et W en fonction de l'énergie transverse E_T prédite par la simulation. Les échantillons simulés utilisés pour cette mesure sont listés table 6.2. Les erreurs statistiques et systématiques sont aussi citées.

rapport entre le nombre d'électrons ayant une certaine valeur d'impulsion vraie p_T^{true} et le nombre des électrons ayant cette même valeur d'énergie transverse reconstruite E_T . Dans l'application de cette procédure, seuls les électrons pour lesquels un ajustement entre simulation et vérité est possible, sont pris en compte.

Le détecteur ATLAS permet la mesure de l'énergie transverse E_T avec une très grande précision. Cela amène à la construction d'une matrice quasi-diagonale entre vérité et reconstruction lorsque le facteur de correction $C_{\text{migration}}$ est estimé. La figure 6.36 montre les distributions de la résolution en énergie $(E_T - p_T^{\text{True}})/p_T^{\text{True}}$, pour tout électron venant de la désintégration des quarks lourds ainsi que pour les électrons venant des mésons B et D séparément.

Les incertitudes systématiques associées à la méthode *bin-by-bin* sont discutées section 6.6.3.

Toutes les efficacités de sélection, à l'exclusion de l'efficacité de déclenchement, présentées section 6.5 et impliquées dans la mesure de la section efficace sont extraites de la simulation. Le facteur de correction à appliquer est alors C_{total} défini comme :

$$C_{\text{total}} = \epsilon_{\text{reco+ID}}/C_{\text{migration}}. \quad (6.16)$$

où $C_{\text{migration}}$ est le facteur de correction à appliquer dans la mesure expérimentale de la section efficace pour déconvoluer les effets du détecteur, et $\epsilon_{\text{reco+ID}}$ représente les efficacités de reconstruction (ϵ_{Reco}) et d'identification (ϵ_{ID}) définie par $\epsilon_{\text{Reco+ID}} = \epsilon_{\text{Reco}} \times \epsilon_{\text{ID}}$.

La table 6.26 résume toutes les mesures d'efficacités qui sont utilisées dans la suite ainsi que les facteurs de correction $C_{\text{migration}}$ et C_{total} . La figure 6.37 montre les valeurs de l'efficacité combinée de reconstruction et d'identification $\epsilon_{\text{Reco+ID}}$ avant et après l'application du facteur de correction prenant en compte les effets de migration des électrons d'un pas à l'autre en fonction de l'impulsion transverse p_T .

6.6.3 Les incertitudes systématiques

Les incertitudes systématiques pour $N^{Q \rightarrow e}$ et $\epsilon_{\text{trigger}}$ ont été présentées respectivement sections 6.4.3.4 et 6.5.1. L'incertitude relative à la luminosité intégrée $\int \mathcal{L} dt$ est estimée par la collaboration à 3.4% [44]. Les autres sources d'erreurs systématiques prises en compte pour la mesure de la section efficace sont les suivantes :

- **Quantité de matière autour du tube à vide :** les erreurs systématiques associées à l'estimation des efficacités $\epsilon_{\text{reco+ID}}$ et du facteur de correction $C_{\text{migration}}$ sont estimées en prenant en compte la possibilité que la matière autour du tube à vide ne soit pas correctement décrite dans la simulation. Des échantillons simulés, où la quantité de cette matière

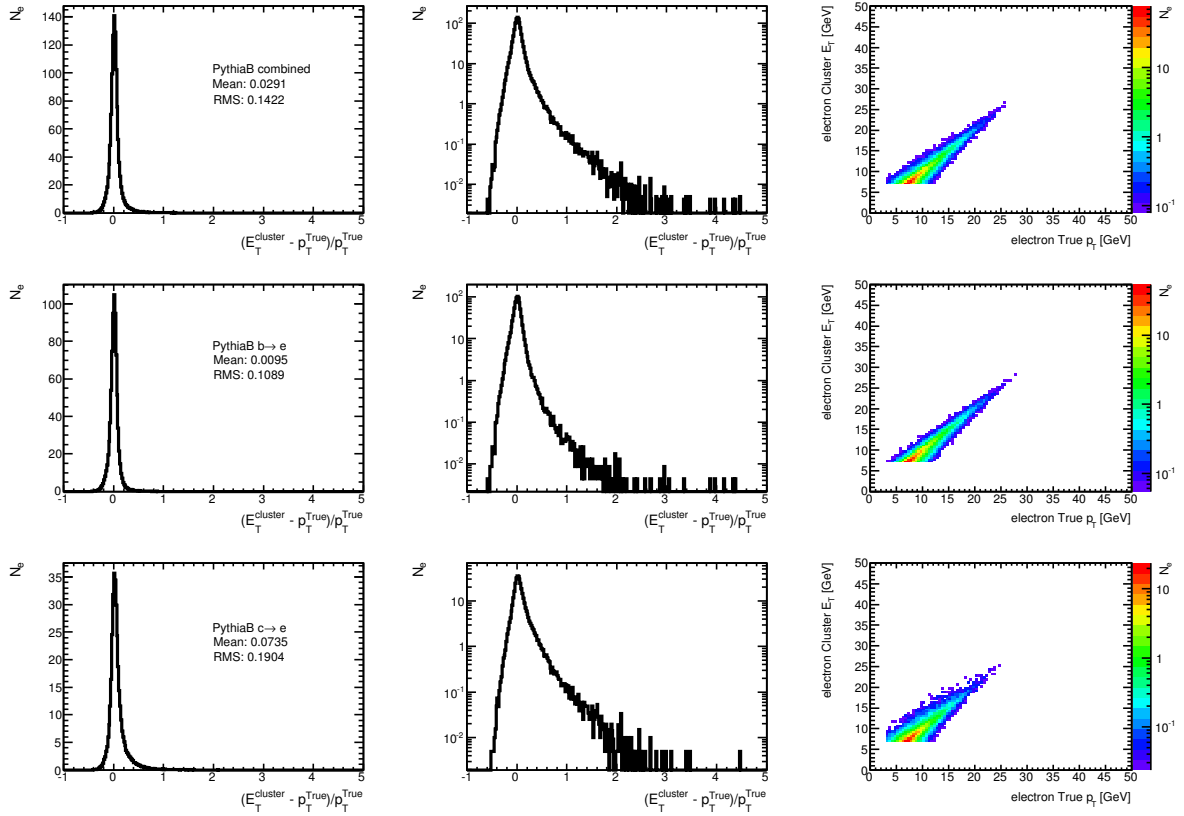


FIGURE 6.36 — Pour chaque colonne, distribution de la résolution en énergie des électrons venant des hadrons lourds par rapport à l'impulsion transverse vraie des électrons en échelle linéaire (gauche) et en échelle logarithmique (milieu) ; distribution de l'énergie reconstruite en fonction de l'impulsion vraie de l'électron (droite). La première ligne de figures montre ces distributions pour les électrons venant des hadrons lourds B et D confondus. Les deux autres séries de figures montrent respectivement ces mêmes distributions mais séparément pour les hadrons B (ligne du milieu) et les hadrons D (ligne du bas).

	p_T^{true} (GeV)								
	7-8	8-10	10-12	12-14	14-16	16-18	18-20	20-22	22-26
$\epsilon_{\text{reco}} \pm \sigma_{\text{stat}}$	46.9 ± 0.1	66.9 ± 0.1	73.7 ± 0.2	75.3 ± 0.3	75.9 ± 0.4	76.0 ± 0.5	76.5 ± 0.7	78.3 ± 0.9	77.5 ± 0.9
$\epsilon_{\text{ID}} \pm \sigma_{\text{stat}}$	89.7 ± 0.1	90.1 ± 0.1	88.0 ± 0.2	87.0 ± 0.2	85.1 ± 0.4	83.1 ± 0.5	81.4 ± 0.7	80.0 ± 1.0	77.6 ± 1.0
$\epsilon_{\text{reco+ID}} \pm \sigma_{\text{stat}}$	42.0 ± 0.1	60.3 ± 0.1	64.8 ± 0.2	65.5 ± 0.3	64.7 ± 0.4	63.2 ± 0.6	62.3 ± 0.8	62.3 ± 1.0	60.1 ± 1.0
$\pm \sigma_{\text{syst}}$ (d. m.)	± 5.4	± 3.0	± 1.4	± 0.9	± 0.4	± 1.6	± 1.5	± 2.4	± 1.3
$C_{\text{migration}} \pm \sigma_{\text{stat}}$	70.6 ± 0.4	95.2 ± 0.5	104.9 ± 0.8	100.8 ± 1.1	97.0 ± 1.5	97.2 ± 1.5	92.8 ± 2.6	94.8 ± 3.4	86.5 ± 3.6
$\pm \sigma_{\text{syst}}$ (d. m.)	± 3.3	± 3.9	± 6.5	± 6.5	± 4.5	± 5.6	± 4.5	± 6.5	± 9.0
$C_{\text{total}} \pm \sigma_{\text{stat}}$	59.5 ± 0.4	63.3 ± 0.3	61.8 ± 0.5	64.9 ± 0.8	66.7 ± 1.1	65.0 ± 1.5	67.1 ± 2.1	65.7 ± 2.6	69.5 ± 3.1
$\pm \sigma_{\text{syst}}$ (d. m.)	± 5.3	± 5.4	± 4.7	± 4.7	± 3.2	± 5.0	± 4.5	± 6.4	± 5.0
$\pm \sigma_{\text{syst}}$ (T&P)	± 5.6	± 6.0	± 5.8	± 6.1	± 6.3	± 6.1	± 6.3	± 6.2	± 6.5
Incertitude totale (%)	± 7.7	± 8.1	± 7.5	± 7.7	± 7.1	± 8.0	± 8.0	± 9.2	± 8.8

TABLE 6.26 – Résumé des efficacités de reconstruction (ϵ_{reco}), d'identification (ϵ_{ID}), de leur combinaison ($\epsilon_{\text{reco+ID}}$) et des valeurs du facteur de correction $C_{\text{migration}}$ en fonction de l'impulsion transverse de l'électron vrai p_T^{true} . Les valeurs sont données en pourcentage et sont extraites de la simulation. Les incertitudes statistiques et systématiques sont aussi citées. Les incertitudes estimées en considérant un surplus de matière dans le détecteur interne sont indiquées par d.m (de l'anglais distorted material). L'erreur absolue ϵ_{ID} extraite de la méthode T&P est également donnée. Enfin, l'incertitude totale incluant toutes les erreurs et affectant le facteur de correction total C_{total} est montrée sur la dernière ligne.

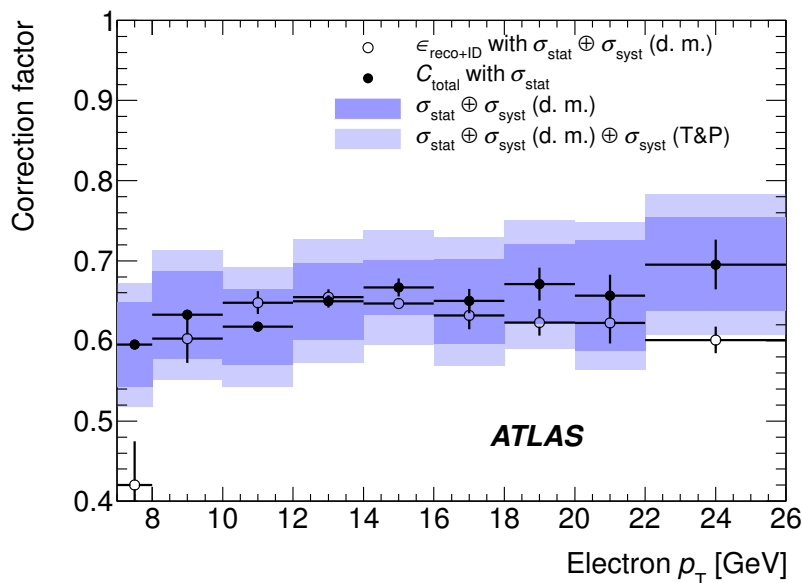


FIGURE 6.37 – Efficacités de reconstruction et d’identification combinées ($\epsilon_{\text{reco+ID}}$) estimées à l’aide de la simulation avant toute correction relative aux effets de migration. Les boîtes bleu foncé montrent l’incertitude estimée en considérant un surplus de matière dans le détecteur interne (*distorted material* ou *d.m.* sur la figure); les boîtes bleu clair montrent la même incertitude une fois ajoutée la contribution venant de la mesure d’efficacité extraite à l’aide de la méthode T&P.

varie de 10% (*distorted material* ou *d.m.*) sont utilisés¹⁹. L’incertitude systématique est alors calculée comme la différence entre les valeurs obtenues lorsqu’on considère (ou non) la présence d’un surplus de matière dans le détecteur interne.

- **Effets d’empilement d’événements** : les effets dus à l’empilement d’événements sont aussi pris en compte. Ces effets sur $\epsilon_{\text{reco+ID}}$ et le facteur de correction $C_{\text{migration}}$ ont été étudiés en utilisant des échantillons spécifiques. Toutefois, leurs effets sur la mesure d’efficacité du signal sont négligeables [116].
- **Forme du spectre simulé** : l’application de la méthode d’*unfolding bin-by-bin* suppose implicitement que le spectre en E_T des électrons est bien décrit par la simulation. Afin de tester cette hypothèse, et d’éliminer tout soupçon d’un possible biais de la méthode dû à la forme du spectre décrit par la simulation, une étude comparant les valeurs de l’efficacité $\epsilon_{\text{reco+ID}}$ et du facteur de correction $C_{\text{migration}}$ en utilisant différents générateurs d’événements simulés a été développée. La figure 6.38 montre la comparaison du taux de hadrons B sur l’ensemble des hadrons lourds impliqués dans l’analyse (hadrons B pour les processus $b \rightarrow e$, et D pour les processus $c \rightarrow e$). La bande d’incertitude est calculée en se basant sur des prédictions FONLL [114, 165] indépendantes (voir figure 6.38). L’erreur sur la composition en hadrons B est ainsi estimée à 12% pour le domaine en énergie de l’analyse²⁰.

19. La différence observée est en réalité multipliée par un facteur 0.65 [164] car un surplus du 5% de matière dans le détecteur interne est une situation plus réaliste mais les échantillons simulés nécessaires à cette estimation n’ont pas été produits.

20. L’incertitude est estimée de façon conservatrice en considérant la largeur de la bande FONLL aux énergies proche de 7 GeV, même si cela amène à une surestimation aux hautes énergies.

6.6. LA MESURE EXPÉRIMENTALE DE LA SECTION EFFICACE DE PRODUCTION DES QUARKS LOURDS SE DÉSINTÉGRANT EN ÉLECTRONS

L'effet de la variation de la composition en hadrons lourds produisant les électrons en fonction des différents générateurs a été propagé sur l'estimation des efficacités $\epsilon_{\text{reco+ID}}$ et du facteur de correction $C_{\text{migration}}$. La figure 6.39 montre que les efficacités présentent des différences non négligeables selon le générateur considéré. En revanche, le facteur de correction total $\epsilon_{\text{reco+ID}}/C_{\text{migration}}$ est stable à 5% près. L'effet dû à l'incertitude sur la fraction estimée des hadrons B est ainsi estimé à 1%, ce qui reste négligeable par rapport aux autres systématiques.

- **Contamination des électrons isolés venant de la désintégration du J/Ψ** : l'effet de la contamination en électrons isolés venant des processus J/Ψ , associés à l'estimation des efficacités $\epsilon_{\text{reco+ID}}$ et du facteur $C_{\text{migration}}$, est étudié et présenté figure 6.39. L'effet majeur dû à cette contamination est de 10% et il est observé à hautes valeurs d'énergie transverse. L'impact de cette variation sur $\epsilon_{\text{reco+ID}}$ et $C_{\text{migration}}$ est d'environ 1% lorsque les conditions cinématiques des électrons impliqués dans l'analyse sont prises en compte. C'est pourquoi cette systématique est négligée par la suite.
- **Estimation de la section efficace $\sigma_{\text{accepted}}^{W/Z/\gamma^*}$** : deux contributions interviennent dans l'estimation de cette incertitude systématique : l'une théorique, l'autre expérimentale. L'incertitude théorique, relative aux prédictions des processus de production des bosons W et Z , développées à l'ordre NNLO, est estimée à 5%. L'incertitude expérimentale est aussi estimée à 5% et elle prend en compte les différences entre les données et la simulation observées pour les efficacités de reconstruction et d'identification pour des électrons isolés²¹.
- **Autres systématiques** : certaines systématiques, qui affectent l'extraction de la composante du signal N^Q et la mesure de l'efficacité d'identification $\epsilon_{T\&P}$, peuvent être corrélées. C'est le cas de la correction en énergie et de la différence entre données et simulation pour les distributions des variables discriminantes. Afin de sonder l'effet de ces corrélations, l'incertitude sur la mesure de la section efficace est estimée deux fois. Ces systématiques sont d'abord considérées comme décorrélées et sont alors sommées quadratiquement. Puis elles sont considérées comme corrélées. Pour propager les erreurs dans cette configuration, la section efficace est recalculée pour chaque systématique, en considérant le nouveau nombre d'électrons de signal $N_{\text{variation}}^Q$ et l'efficacité $T\&P$ selon la formule : $\epsilon_{\text{reco+ID}} * \epsilon_{\text{ID},T\&P,\text{variation}} / \epsilon_{\text{ID},T\&P}$. La variation de la mesure de la section efficace est alors considérée comme l'incertitude systématique. La table 6.27 montre la comparaison de ces deux estimations de l'incertitude systématique. Une corrélation positive entre ces systématiques est observée.

Enfin, une dernière étape a été réalisée afin de limiter l'impact du manque de statistique dans l'estimation de l'incertitude systématique sur les extractions. Pour ce faire, comme aucune dépendance forte en énergie transverse E_T n'est visible, l'incertitude systématique relative associée à la section efficace a été moyennée sur E_T en la pondérant pas à pas, par l'incertitude statistique venant de l'extraction du signal. L'incertitude systématique totale est ainsi estimée à 23 – 25 % comme montré table 6.28 où un résumé des erreurs systématiques est présenté.

21. Analyses W et Z 2010 développées au sein de la collaboration [166].

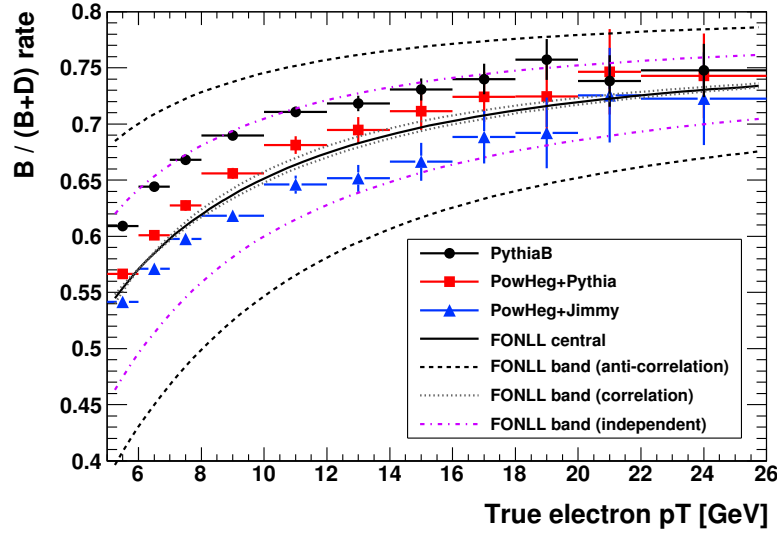


FIGURE 6.38 – Fraction des hadrons B en fonction de l'impulsion transverse vraie de l'électron p_T^{true} appartenant à la région de pseudorapidité $|\eta| < 2.0$ (avec exclusion de la zone $1.37 < |\eta| < 1.52$). Cette fraction est montrée pour des prédictions théoriques réalisées à l'aide de différents générateurs ainsi que pour la méthode FONLL utilisant les PDFs CTEQ6.6 (ligne noire). Les incertitudes liées à la méthode FONLL ont été estimées de différentes façons [116]. La dépendance en p_T^{true} de la fraction de hadrons B est estimée en fixant la fraction à sa valeur centrale et en faisant varier l'autre dans la limite de son incertitude (bande pointillée magenta). Les autres courbes sont estimées en considérant une corrélation totale des deux fractions (bande pointillée grise) ou une décorrélation totale (bande pointillée noire). Les erreurs montrées sur les prédictions sont statistiques.

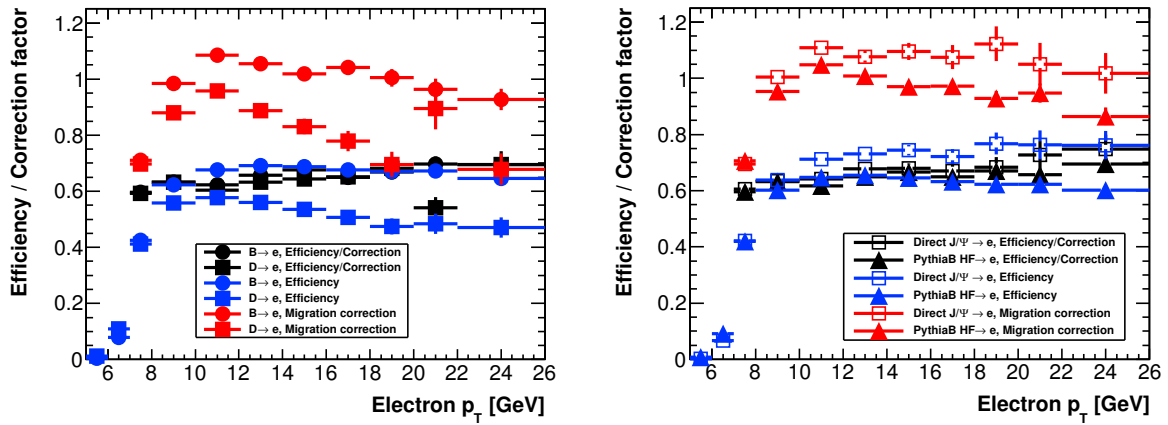


FIGURE 6.39 – Efficacité de reconstruction et identification $\epsilon_{\text{reco+ID}}$ (bleu), facteur de correction $C_{\text{migration}}$ (rouge) et leur combinaison $\epsilon_{\text{reco+ID}}/C_{\text{migration}}$ (noir) en fonction de l'impulsion transverse de l'électron vrai p_T^{true} , dans la région $|\eta| < 2.0$ (avec exclusion de la zone $1.37 < |\eta| < 1.52$). La comparaison des prédictions obtenues avec le générateur PYTHIA pour les processus $B \rightarrow e$ (cercles pleins) et $D \rightarrow e$ (carrés pleins) est montrée à gauche, tandis que la comparaison pour les processus $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ (carrés vides) et pour les fractions $B \rightarrow e$ et $D \rightarrow e$ (triangles pleins) est montrée à droite. Les erreurs sur les figures sont statistiques.

6.6. LA MESURE EXPÉRIMENTALE DE LA SECTION EFFICACE DE PRODUCTION DES QUARKS LOURDS SE DÉSINTÉGRANT EN ÉLECTRONS

Source des systématiques	Efficacité $T\&P$	Extraction du signal	Combinaison avec corrélation	Combinaison avec erreurs indépendantes
$TRfrac$	+2.2%	- 4.1%	-1.6%	4.7%
f_1	+2.8%	+ 7.1%	+15.8%	7.6%
n_{BL} (+5/-1%)	-2.2%	-2.4%	+4.2%	3.3%
n_{BL} (-5/+1%)	+4.4%	+3.0%	-7.2 %	5.3%
Échelle en énergie (+1/+3%)	+2.8%	+5.8%	+2.5%	6.4%
Échelle en énergie (-1/-3%)	-0.6%	-5.2%	-4.8%	5.2%
Total	6.3%	10.5%	18.1%	12.2%

TABLE 6.27 – Incertitudes systématiques relatives associées à la mesure de la section efficace pour les sources potentiellement corrélées. Ces systématiques entrent en jeu pour l'extraction de la composante du signal mais aussi dans l'extraction de l'efficacité d'identification à l'aide de la méthode $T\&P$. Les incertitudes sont moyennées en énergie transverse E_T . Les chiffres en italique représentent la source dominante qui entre dans l'estimation finale de l'incertitude totale. L'incertitude totale est calculée en tenant en compte (ou non) des corrélations possibles entre les différentes sources. Quand les sources sont considérées comme indépendantes, l'incertitude totale est calculée comme une somme quadratique.

Source d'incertitude	valeur (%)	Référence	Table
Erreur statistique d'extraction du signal	2.2–3.7%	Section 6.4.3.5	6.14
Possible biais de la méthode d'extraction du signal	11.3%	Section 6.4.3.4	6.13
mesure d'efficacité ($T\&P$)	3.8%	Section 6.5.3.5	6.23
spectre mal simulé des variables discriminantes			
$TRfrac$ (*)	1.6 %	Sections 6.4.3.4,6.5.3.5,6.6.3	6.27
n_{BL} (*)	7.2 %	Sections 6.4.3.4,6.5.3.5,6.6.3	6.27
f_1 (*)	15.8 %	Sections 6.4.3.4,6.5.3.5,6.6.3	6.27
Correction en énergie (*)	4.8 %	Sections 6.4.3.4,6.5.3.5,6.6.3	6.27
Incertitude finale sur l'efficacité ($T\&P$)	5.4%	Section 6.5.3.5	
Sur-plus de matière dans le détecteur interne	4.8–9.7%	Section 6.6.2	6.26
Statistique finie de la simulation sur $\epsilon_{reco+ID}/C_{migration}$	0.4–3.5%	Section 6.6.2	6.26
Statistique finie de la simulation sur N^Q	0.8–2.5%	Section 6.4.3.4	6.13
Luminosité	3.4%	Reference [44]	6.1
Efficacité de déclenchement (stat+syst)	< 2%	Section 6.5.1	6.16
Section efficace Drell-Yan (stat+syst)	< 1%	Section 6.6.1	6.25
Incertitude totale	23 – 25%		

TABLE 6.28 – Résumé des incertitudes systématiques pour la mesure inclusive de la section efficace de production des électrons venant de la désintégration des quarks lourds. Les incertitudes corrélées (extraction de la composante du signal et mesure de l'efficacité par la méthode $T\&P$) sont signalées par un (*). L'étude de la corrélation entre ces incertitudes est montrée table 6.27.

6.6.4 Résultat de la mesure et discussion

La mesure de la section efficace de production des électrons venant de la désintégration des quarks lourds, réalisée lors ce travail de thèse, est montrée figure 6.40. Cette figure présente aussi les résultats venant de l’analyse “officielle” de la collaboration. Un très bon accord entre ces deux mesures est visible. Sur cette figure, les erreurs statistiques et systématiques de la mesure sont aussi montrées. L’incertitude totale sur la mesure est de 23-25% pour l’analyse développée ici (voir table 6.28) et de 15%-18% pour l’analyse “officielle” [116]. Comme on l’avait vu précédemment, l’extraction basée sur la variable f_1 implique une systématique plus élevée. Toutefois, poursuivre cette mesure en parallèle avec la mesure “officielle” d’ATLAS a permis de comprendre en détail chacune des étapes de la mesure.

La figure 6.41 montre une comparaison entre la mesure “officielle” d’ATLAS et les prédictions théoriques. La mesure montre un bon accord avec la prédiction FONLL, NLO et celle extraite de la simulation POWHEG+PYTHIA. La mesure montre toutefois une allure légèrement différente aux hautes énergies, le spectre mesuré décroît légèrement plus rapidement. On remarque que les prédictions FONLL et NLO sont très similaires car les deux utilisent un calcul non-perturbatif avec les mêmes paramètres pour les fonctions de fragmentation. La déviation entre les deux courbes est due à la resommation des termes logarithmiques lors du calcul perturbatif qui est prise en compte par la méthode FONLL et pas par le calculs à l’ordre NLO.

La prédiction PYTHIA montre une très bonne reproduction de la décroissance du spectre de la mesure mais la valeur prédite est sur-estimée d’un facteur deux. Les prédictions JIMMY+HERWIG montrent au contraire une sous-estimation d’un facteur deux de la valeur de la section efficace. Il est intéressant de noter la variation des prédictions HERWIG lorsque différentes simulations de la cascade partonique sont utilisées (voir courbe POWHEG+HERWIG et POWHEG+PYTHIA, figure 6.41).

La section efficace totale de production des électrons venant de la désintégration des quarks lourds estimée par la collaboration est de $\sigma = 0.946 \pm 0.020(\text{stat}) \pm 0.146(\text{syst}) \pm 0.032(\text{lumi}) \mu\text{b}$.

La figure 6.42 montre le rapport entre les prédictions théoriques et la mesure effectuée avec l’analyse “officielle”. Les valeurs du rapport pour chaque prédiction sont données dans la légende de la figure.

6.6.5 Comparaison avec la mesure réalisée pour le canal muonique

Au sein de la collaboration ATLAS, la mesure de section efficace inclusive des muons venant de la désintégration des quarks lourds [159] a été développée en parallèle avec l’analyse dans le canal électronique précédemment présentée. La figure 6.43 montre l’ensemble des résultats expérimentaux et une comparaison avec les prédictions théoriques. Exception faite de l’incertitude affectant la mesure de la luminosité, toutes les autres sources d’erreurs sont décorréliées. Les mesures expérimentales montrent un accord raisonnable compte tenu des incertitudes. Elles sont aussi en accord avec les prédictions théoriques NLO, FONLL ou réalisées à l’aide des générateurs d’événements simulés POWHEG+PYTHIA.

L’analyse dans le canal muonique a aussi permis de sonder l’allure de la section efficace pour des muons de plus haute énergie. Dans le canal muonique, la classification des muons est faite à partir des caractéristiques des traces reconstruites. Au contraire de du canal électronique, les critères appliqués ne permettent pas de déterminer l’origine des muons de signal sélectionnés (b , c , W , Z) et la mesure effectuée est, en conséquence, inclusive. La figure 6.44 montre la comparaison entre la mesure expérimentale et les prédictions théoriques en fonction de l’impulsion transverse entre 4 et 100 GeV. Les prédictions FONLL sont en accord avec les mesures dans tout le domaine d’impulsion considéré, alors que les prédictions NLO surestiment fortement le résultat dans la région à haute impulsion. Ce résultat montre pour la première fois la nécessité de la resommation

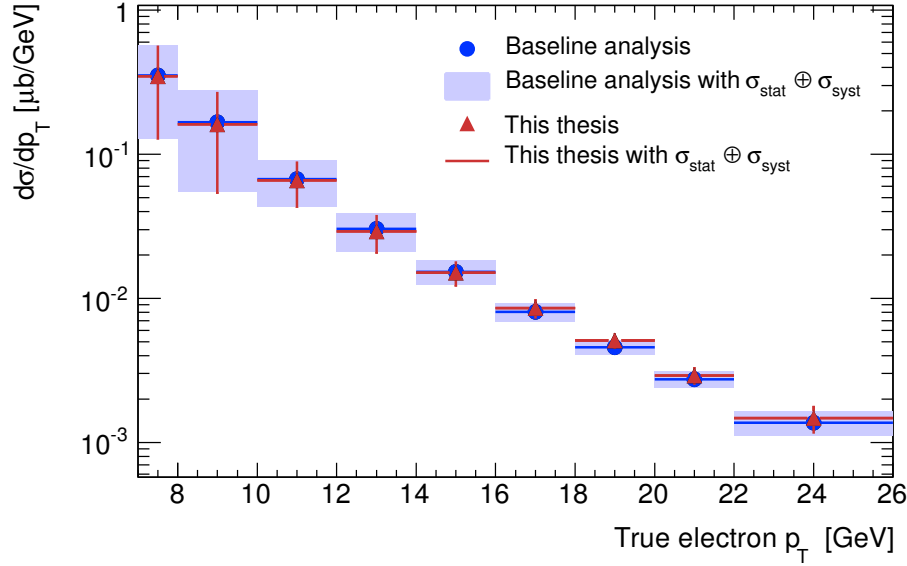


FIGURE 6.40 – Mesure expérimentale de la section efficace des électrons venant de la désintégration des quarks lourds. La mesure réalisée au cours de cette thèse (triangles violets) est comparée à celle réalisée “officiellement” par la collaboration ATLAS (points bleus). Les incertitudes sont statistiques et systématiques. La composante systématique est estimée à 23-25% pour l’analyse de cette thèse et à 15-18% pour l’analyse “officielle”.

des termes logarithmiques dans les calculs théoriques pour décrire correctement le comportement de la section efficace de production de quark lourd à haut p_T .

6.7 Conclusions

L’étude du spectre inclusif des électrons, lors de la période du démarrage, permet de connaître les performances du détecteur ATLAS. Une première étude représentant un premier pas vers la mesure de la section efficace de production des électrons venant de la désintégrations de quark lourds a d’abord été présentée. Elle a donné lieu à une note de conférence pour ICHEP 2010.

Toutefois, la soustraction du bruit de fond du lot d’électrons sélectionnés est une procédure complexe qui a demandé la mise en place de techniques avancées. Deux méthodes ont été présentées au sein du chapitre, toutes les deux basées sur l’exploitation des informations venant de plusieurs sous-détecteurs d’ATLAS. Lors des développements de ces analyses, la nécessité d’une approche basée le plus possible sur les données, a été mise en évidence. Cela permet de se défaire de tout biais éventuel introduit par le fait que la simulation ne reproduit pas parfaitement les données collectées.

Pour pouvoir mesurer la section efficace de désintégration des quarks lourds en électrons, une technique basée sur les données a donc été mise en place pour extraire l’efficacité d’identification des électrons sélectionnés. La mesure n’a pas pu être directement utilisée pour la mesure de la section efficace mais a été utilisée pour vérifier quantitativement la compatibilité des résultats de la simulation relatifs à cette efficacité. La démonstration d’une mesure d’efficacité dans un lot fortement contaminé en bruit de fond a été faite.

La section efficace totale de production des électrons venant de la désintégration des quarks lourds estimée par la collaboration est de $\sigma = 0.946 \pm 0.020(\text{stat}) \pm 0.146(\text{syst}) \pm 0.032(\text{lumi}) \mu\text{b}$.

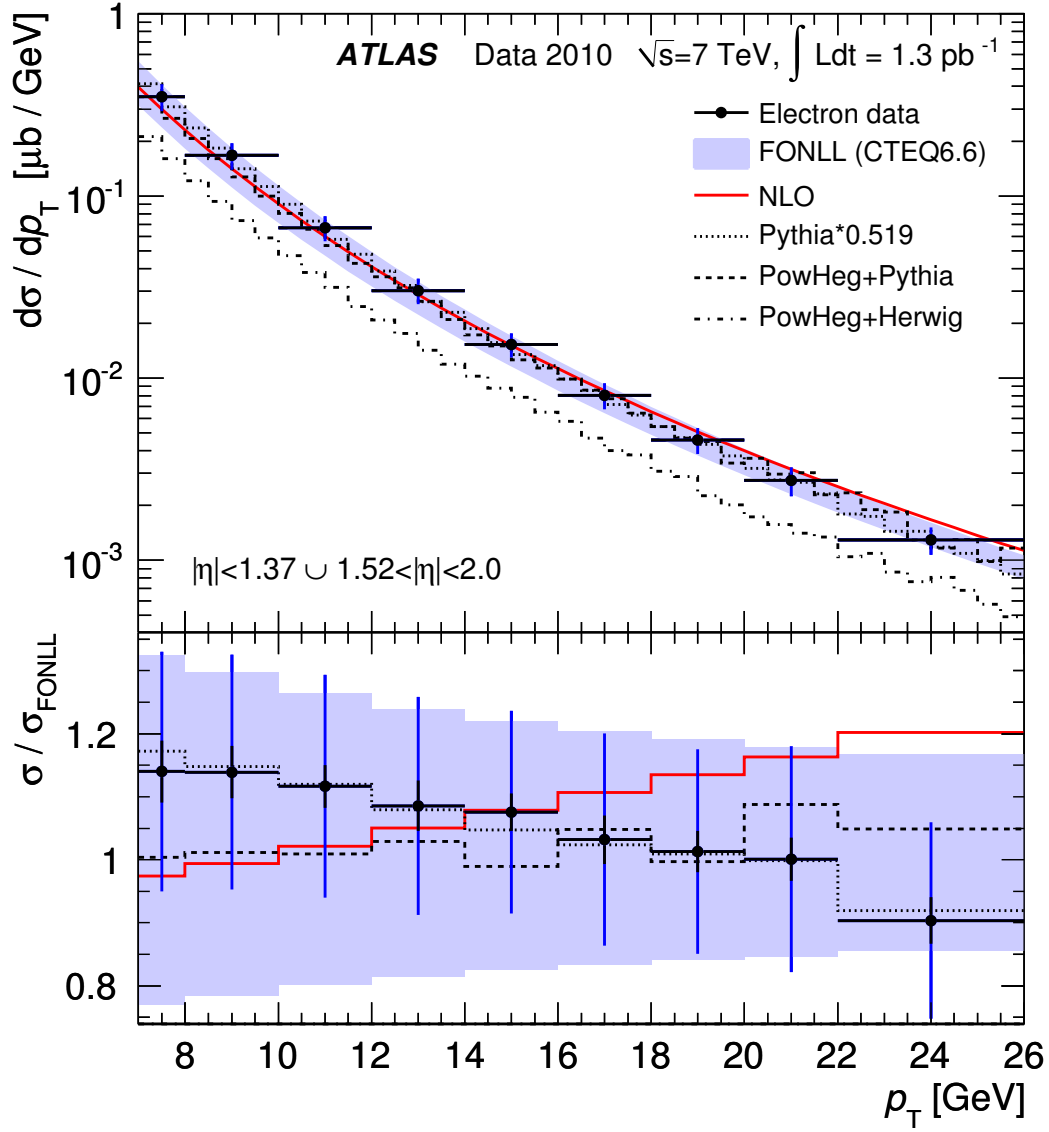


FIGURE 6.41 – Section efficace différentielle en fonction de l'impulsion transverse vraie des électrons p_T^{true} dans l'acceptance considérée dans l'analyse ($|\eta| < 2.0$ avec l'exclusion de la région $1.37 < |\eta| < 1.52$). La mesure expérimentale d'ATLAS (points) est comparée aux prédictions FONLL (bande bleue claire), aux prédictions NLO (courbe rouge) et aux prédictions obtenues à l'aide des différents générateurs comme PYTHIA (ligne pointillée), POWHEG+PYTHIA (ligne de tirets) et POWHEG+JIMMY+HERWIG (ligne mixte). En bas de la figure, le rapport entre la mesure expérimentale et la valeur centrale des prédictions FONLL est montrée avec les rapports entre les autres prédictions et la valeur centrale FONLL. Les incertitudes expérimentales statistiques (barres noires) et systématiques (barres bleues) sont aussi montrées.

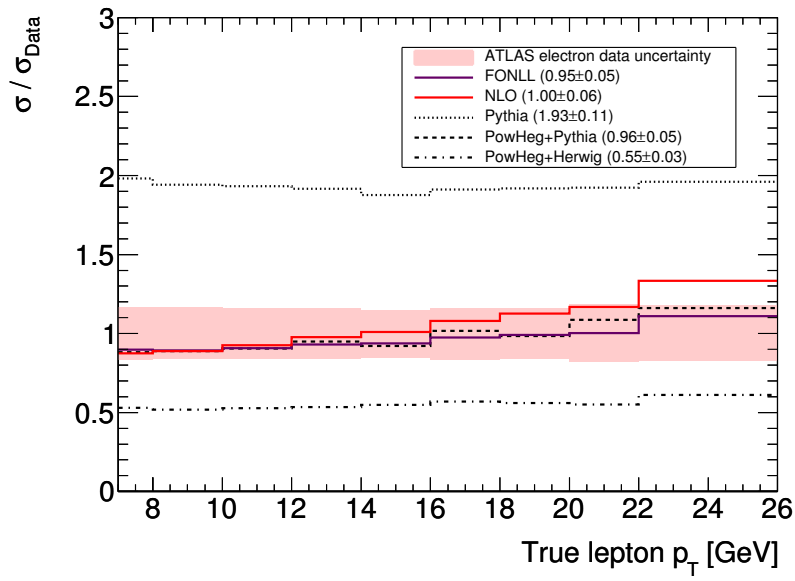


FIGURE 6.42 – Rapport entre les différentes prédictions théoriques et la mesure expérimentale de la section efficace différentielle en fonction de l'impulsion transverse vraie de l'électron, pour l'acceptance considérée pour l'analyse ($|\eta| < 2.0$ avec exclusion de la région $1.37 < |\eta| < 1.52$). L'incertitude expérimentale est montrée par la bande rouge. Le code pour les prédictions théoriques est le suivant : FONLL normalisé en violet, NLO en rouge, PYTHIA en pointillés noirs, POWHEG+PYTHIA en tirés noirs et POWHEG+JIMMY+HERWIG en ligne noire mixte. Les facteurs de normalisation, obtenus par un ajustement des rapports de section efficace (dans le domaine de l'analyse, 7-26 GeV) sont donnés dans la légende de la figure.

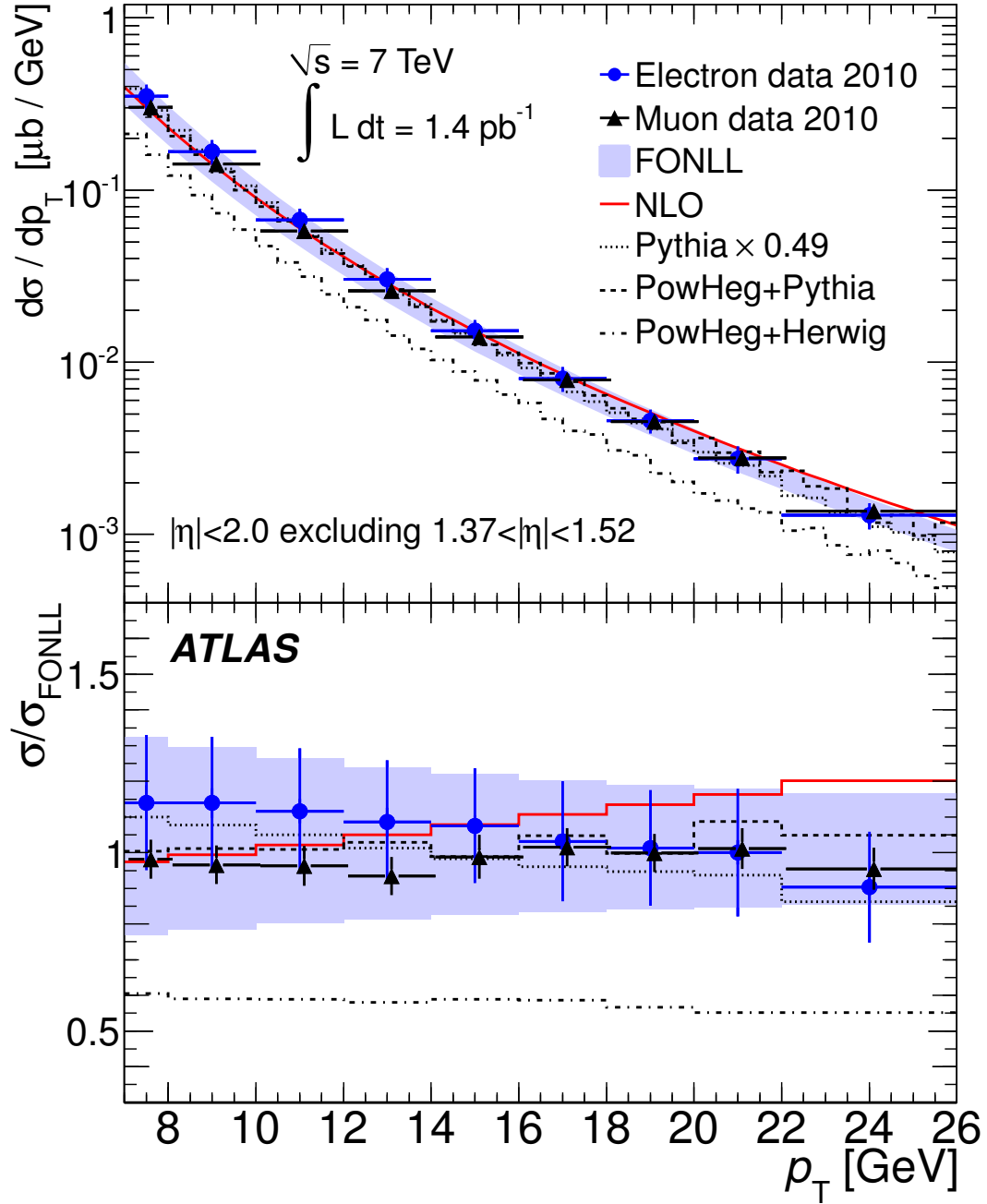


FIGURE 6.43 – Section efficace différentielle en fonction de l'impulsion transverse vraie des leptons p_T^{true} pour les désintégrations en électrons et en muons dans l'acceptance considérée dans l'analyse ($|\eta| < 2.0$ avec l'exclusion de la région $1.37 < |\eta| < 1.52$). Les mesures expérimentales d'ATLAS, pour les électrons (points bleus) et pour les muons (triangles noirs) sont comparées aux prédictions théoriques. Les incertitudes expérimentales correspondent aux incertitudes totales : statistique et systématique. Les prédictions sont les suivantes : FONLL (bande bleu claire), NLO (courbe rouge) ainsi que celles obtenues à l'aide des différents générateurs comme PYTHIA (ligne pointillée), POWHEG+PYTHIA (ligne de tirets) et POWHEG+JIMMY+HERWIG (ligne mixte). En bas de la figure, le rapport entre les mesures expérimentales et la valeur centrale des prédictions FONLL est montré, ainsi que les rapports entre les autres prédictions et la valeur centrale FONLL.

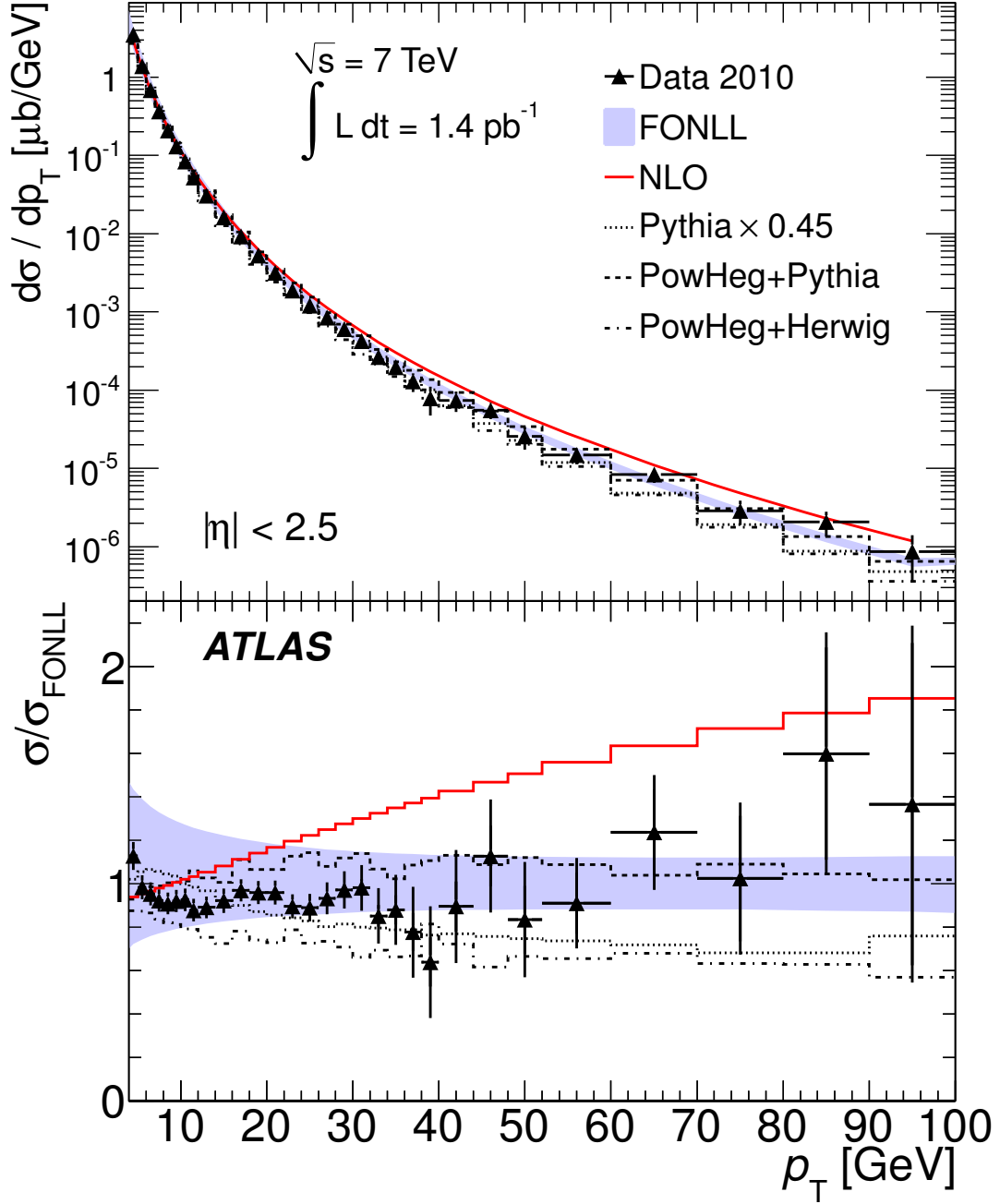


FIGURE 6.44 – Section efficace différentielle en fonction de l’impulsion transverse vraie des muons p_T^{true} montrant la région à haute impulsion transverse non accessible pour les électrons. Les prédictions théoriques NLO (ligne rouge), FONLL (bande bleu claire) et celles obtenues à partir de générateurs d’événements (lignes pointillées) sont également montrées. Ce résultat montre pour la première fois l’effet de la resommation des termes logarithmiques pris en compte par la méthode FONLL pour une prédiction correcte de l’allure de la section efficace aux hautes énergies du lepton.

La mesure de la section efficace différentielle inclusive pour les leptons (électrons et muons) venant de la désintégration des quarks lourds en fonction de l'impulsion transverse est en bon accord avec les prédictions théoriques. En particulier, la mesure aux hautes impulsions du lepton, effectuée pour le canal muonique, montre pour la première fois l'importance de la resommation des termes logarithmiques lors des prédictions théoriques comme dans la méthode FONLL.

Conclusion

Le démarrage de l'accélérateur LHC, produisant des collisions proton proton avec une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 7$ TeV, a marqué le début d'une nouvelle ère pour la physique des particules.

Les études développées dans les années précédant le démarrage et basées sur la simulation, ont permis d'étudier les signatures caractéristiques des particules issues des collisions, d'optimiser les algorithmes de reconstruction et d'acquérir une remarquable maîtrise du rejet des particules mal reconstruites (par exemple des jets reconstruits à tort en électrons).

Les analyses réalisées avec les premières données enregistrées permettent avant tout de valider la connaissance du détecteur ATLAS et d'estimer directement avec les données les performances réelles de chaque sous-détecteur ainsi que celles des algorithmes de reconstruction.

Lors de la période du démarrage, les électrons sont en majorité à basse impulsion transverse. L'étude du spectre inclusif de ces leptons montre que la population dominante est représentée par les électrons issus de la désintégration semi-leptonique des quarks lourds (quarks b et c). La discrimination de ces électrons (de signal) par rapport aux autres contributions au spectre (bruits de fond), telles que les électrons venant des processus de conversion des photons ou de la mauvaise identification des hadrons, peut être faite en se basant sur les performances du détecteur interne et du calorimètre électromagnétique. En utilisant ces caractéristiques, différentes approches, comme la méthode de la matrice ou la méthode des tuiles, ont été développées pour la discrimination entre signal et bruits de fond. L'utilisation de ces méthodes a cependant montré les difficultés des techniques basées sur les données qui souffrent très vite des éventuels biais venant de la reproduction non satisfaisante de certaines quantités simulées.

Plus qu'un outil de calibration du détecteur, l'extraction d'un lot pur d'électrons venant de la désintégration des quarks lourds représente aussi un premier pas vers la mesure de section efficace de production de ces leptons. Une technique basée sur les données a été mise en place pour extraire l'efficacité d'identification des particules sélectionnées. Cette estimation de l'efficacité d'identification, ne pouvant être utilisée directement dans la mesure de section efficace, a permis de vérifier quantitativement la qualité de la reproduction des données faite par la simulation.

Durant les quinze dernières années, les mesures de sections efficaces de production de quarks lourds ont été au centre de l'attention dans les expériences du TeVatron suite à l'observation d'un excès par rapport aux prédictions théoriques. Les améliorations apportées aux techniques d'analyse, ainsi que l'utilisation de calculs à l'ordre NLO (*Next to Leading Order*) avec resommation des termes logarithmiques à l'ordre NLL (*Next to Leading Log*) et combinés avec les fonctions de fragmentation extraites des données du LEP, ont permis de résoudre ces incompatibilités (méthode FONLL). Cependant les prédictions théoriques restent, encore aujourd'hui, affectées par des incertitudes élevées. Les mesures réalisées auprès des expériences du LHC permettent de valider et de contraindre les prédictions théoriques dans un domaine d'énergie jamais atteint auparavant.

CONCLUSION

La mesure de la section efficace de production des électrons venant de la désintégration des quarks lourds présentée dans cette thèse, a été réalisée avec une luminosité intégrée de 1.3 pb^{-1} . L'acceptance cinématique est comprise entre 7 et 26 GeV pour l'impulsion transverse des électrons et la pseudorapidité $|\eta|$ est inférieure à 2.0 (avec l'exclusion de la région $1.37 < |\eta| < 1.52$).

La section efficace totale de production des électrons venant de la désintégration des quarks lourds estimée par la collaboration est de $\sigma = 0.946 \pm 0.020(\text{stat}) \pm 0.146(\text{syst}) \pm 0.032(\text{lumi}) \mu\text{b}$. La mesure de la section efficace différentielle en fonction de l'impulsion transverse vraie des électrons montre un bon accord avec les prédictions théoriques FONLL. La comparaison du résultat expérimental avec les prédictions théoriques à l'ordre NLO, développée dans le même environnement que les prédictions FONLL, montrent l'effet de la resommation des termes logarithmiques qui est pris en compte dans l'approche calculatoire développée par les prédictions FONLL. Cette comparaison met en évidence la nécessité de prendre en compte ces termes liés à l'émission de gluons mous, afin que la théorie puisse aussi prédire correctement le comportement des données dans les domaines de hautes énergies.

Remerciements

Mon premier remerciement est pour mes directrices de thèse Mélissa Ridel et Sophie Trincaz-Duvoid. J'ai toujours trouvé leur porte ouverte et elles m'ont toujours assuré leur guide et leur présence pendant ces trois années. Je remercie Mélissa de m'avoir introduit à ce domaine dans le loin 2005, de m'avoir dirigé, de proche et de lointain, pendant ces années et pour tous les échanges de mails !

Je tiens à remercier particulièrement Stéphane Monteil et Chris Seez pour avoir accepté le rôle de rapporteur pour ma soutenance de thèse. Je remercie aussi sincèrement Matteo Cacciari, Mauro Donegà et Reynald Pain pour avoir fait partie de mon jury de thèse. Merci pour les discussions utiles et pour les suggestions et corrections qui ont permis d'améliorer la qualité du manuscrit.

Je remercie aussi très sincèrement toutes les personnes avec lesquelles j'ai eu l'occasion, et la chance, de travailler pendant ces années. Desidero ringraziare Marco Delmastro, per tutto quello che mi ha insegnato, per la disponibilità accordata, per le discussioni, i consigli e per l'energia infusa. Grazie per le splendide lezioni sul calorimetro ! I would like to thank the *conf-4* working group of the ATLAS collaboration : Michael Backes, Paul Bell, Wojtek Fedorko, Mike Flowerdew, Daniel Froidevaux, Clementia Mora Herrera, Gabriella Pástor, Tuan Vu Anh et Xin Wu for the always useful discussions that helped me to improve the analysis and to grow up as a physicist. I wish to spend some words to thanks Tuan for his precious help. Enfin, je tiens à remercier tous les membres du laboratoire LPNHE et en particulier du groupe ATLAS (permanents, thésard(e)s et ex-thésard(e)s), pour les discussions fructueuses, les commentaires et pour l'ambiance amicale. Je réserve un mot pour le support informatique du LPNHE, mis à dure épreuve par ma capacité de rencontrer les problèmes le plus exotiques et improbables, pour l'assistance fournie pendant ces trois années.

Je remercie sincèrement Eli Ben-Haim pour le temps qui m'a accordé, pour avoir mis à ma disposition son expérience et pour ses corrections. Merci pour toutes les discussions faites qui ont été indispensables pour ma compréhension et pour la rédaction du chapitre le plus difficile.

Desidero infine ringraziare *la Paola e Guido*, (i miei genitori) che mi hanno sempre sostenuto nelle scelte fatte, benché abbia sempre prediletto le soluzioni più complicate ! Mi hanno incoraggiato ed insegnato ad andare fino in fondo per ottenere l'obiettivo prefissato. Ringrazio mia sorella Barbara, "mia metà" e spalla insostituibile : la presenza e la forza che mi ha dato in questi tre anni di tesi sono stati fondamentali.

Un ringraziamento speciale é per Alberto, per la pazienza avuta con me ! Per aver saputo sopportare e accettato di condividere i miei ritmi di vita frenetici e di lavoro deliranti. Grazie anche per aver cercato di farmi ridimensionare gli ostacoli tutte le volte in cui é stato necessario.

Un grazie enorme va a Pietro, per avermi sopportato prima e durante la tesi e soprattutto per le sagge raccomandazioni che mi ha dato ma che quasi puntualmente non ho seguito !

REMERCIEMENTS

Voglio ringraziare Martino per essere oltre che uno splendido amico, un ottimo un collega a due piani di distanza. Grazie per tutte le chiacchiere, i caffè, le pause sigaretta, i pranzi in mensa e lungo senna e les greves.. Ringrazio anche tutta (quasi!) la *rue d'Avron*, ovvero tutte (quasi!) le persone che sono passate o che hanno abitato (più o meno a lungo) la *rue d'Avron*. Grazie per aver colorato e riempito giorni, sere e weekends durante questi anni. Merci aussi de m'avoir nourri pendant la dernière période de rédaction du manuscrit et surtout d'avoir supporté mes mauvais humeurs pendant les périodes de stress!

Desidero infine ringraziare Federica, Giulio, Claudio, Julien, Jon, Francois, Marc, Kevin, Mme Mc Clay et toutes les autres personnes qui m'ont entouré pendant ces trois années.

Table des figures

1.1	Principaux diagrammes de Feynman introduits par le lagrangien d'interaction forte.	13
1.2	Dépendance en énergie de la constante de couplage fort α_s .	14
1.3	Forme du potentiel de champ de Higgs.	16
1.4	Évolution des constantes de couplage des trois interactions du modèle standard en fonction de l'énergie, mesurée au LEP.	20
1.5	Ensemble des accélérateurs du CERN.	22
2.1	Section du détecteur ATLAS.	29
2.2	Système d'aimants de l'expérience ATLAS.	30
2.3	Schémas illustrant la composition en sous-détecteurs et la technologie utilisée pour le détecteur interne.	31
2.4	Distribution du matériel jusqu'à l'enveloppe cylindrique contenant le détecteur interne en fonction de η .	31
2.5	Probabilité pour le TRT d'avoir un coup au delà du seuil le plus haut (<i>high threshold hit</i>) en fonction du facteur de Lorentz γ , dans le tonneau d'ATLAS.	34
2.6	Le système calorimétrique de l'expérience ATLAS.	34
2.7	Schéma des couches successives Pb-LAr et quantité de matière composant le calorimètre électromagnétique d'ATLAS.	38
2.8	Schéma en coupe dans le plan (R, η) d'une électrode du calorimètre tonneau.	38
2.9	Segmentation du calorimètre électromagnétique tonneau.	39
2.10	Vision schématique des tubes des calorimètres à l'avant.	41
2.11	Géométrie du calorimètre hadronique à tuiles.	42
2.12	Vue schématique du spectromètre à muons.	43
2.13	Le système de déclenchement de l'expérience ATLAS.	46
2.14	Luminosité intégrée enregistrée par l'expérience ATLAS en 2010	48
2.15	Mesures des masses invariantes pour des paires d'électrons venant de la désintégration du J/Ψ ou du boson Z .	49
2.16	Facteur de correction à appliquer à l'échelle en énergie des électrons.	49
3.1	Diagramme de l'architecture générale de l'électronique de lecture du calorimètre à argon liquide du détecteur ATLAS	53
3.2	Amplitude en fonction du temps du signal d'ionisation avant et après mise en forme au sein des cartes FEBs.	54
3.3	Circuit équivalent d'une cellule du calorimètre et exemples de forme des signaux de calibration et d'ionisation.	57
3.4	Bruit électronique des calorimètres à argon liquide en fonction de $ \eta $.	58
3.5	Comparaison des signaux de calibration avant et après correction des effets de cross-talk, pour une cellule du premier compartiment.	59

TABLE DES FIGURES

3.6	Exemple de distribution des valeurs de l'amplitude maximale en fonction de valeurs de courant injectée, utilisée pour extraire le valeur du facteur R	60
3.7	Variations moyennes sur une période de trois mois, en 2011, des piédestaux (p) en gain haut.	62
3.8	Variations moyennes sur une période de trois mois, en 2011, des facteurs de rampe (R) en gain haut.	62
3.9	Représentation schématique des deux lots de constantes de calibration utilisés dans l'analyse présentée.	64
3.10	Variations relatives des piédestaux pour la région $\eta < 0.8$ (a) et $\eta \geq 0.8$ (b) . . .	68
3.11	Variations relatives du coefficient R extrait des rampes pour la région $\eta < 0.8$ (a) et $\eta \geq 0.8$ (b)	68
3.12	Distributions des variations relatives des coefficients $OFCa^{Cali}$ ($\eta < 0.8$).	69
3.13	Distributions des variations relatives des coefficients $OFCa^{Cali}$ ($\eta \geq 0.8$).	70
3.14	Corrélations entre les variations des coefficients $OFCa^{Cali}$ et le coefficient R extrait des <i>runs</i> de rampe pour la région $\eta < 0.8$	72
3.15	Corrélations entre les variations des coefficients $OFCa^{Cali}$ et le gain électronique R extrait des <i>runs</i> de rampe pour la région $\eta \geq 0.8$	72
3.16	Variations des valeurs de l'énergie reconstruite des cellules pour des valeurs croissantes de courant de calibration injecté pour la région $\eta < 0.8$	74
3.17	Variations des valeurs de l'énergie reconstruite des cellules pour des valeurs croissantes de courant de calibration injecté pour la région $\eta \geq 0.8$	75
3.18	Valeurs moyennes et largeurs des distributions des variations absolues de l'énergie reconstruite des cellules en fonction du courant de calibration injecté en unités d'énergie ($\eta < 0.8$).	76
3.19	Valeurs moyennes (gauche) et largeurs (droite) des distributions des variations absolues de l'énergie reconstruite des cellules en fonction du courant de calibration injecté en unités d'énergie ($\eta \geq 0.8$).	76
3.20	Largeurs des distributions de variations relatives de l'énergie reconstruite des cellules, en fonction du courant de calibration injecté.	76
3.21	Distributions des variations relatives des quatre coefficients $OFCa^{Phys}$	78
3.22	Distributions des variations relatives des quatre coefficients $OFCa^{Phys}$	79
3.23	Distributions des variations relatives du terme correctif $\frac{1}{M_{Phys}/M_{Cal}}$ pour les deux régions en pseudorapidité ($\eta < 0.8$ et $\eta \geq 0.8$).	79
3.24	Corrélations entre les variations relatives des coefficients $OFCa^{Phys}$ et les variations du gain R ($\eta < 0.8$).	80
3.25	Corrélations entre les variations relatives des coefficients $OFCa^{Phys}$ et les variations du gain R ($\eta \geq 0.8$).	80
3.26	Corrélations entre les variations relatives des coefficients $OFCa^{Phys}$ et les variations du terme $\frac{1}{M_{Phys}/M_{Cal}}$ ($\eta < 0.8$).	81
3.27	Corrélations entre les variations relatives des coefficients $OFCa^{Phys}$ et les variations du terme $\frac{1}{M_{Phys}/M_{Cal}}$ ($\eta \geq 0.8$).	81
3.28	Variations des valeurs de l'énergie reconstruite des cellules pour des valeurs croissantes de courant de calibration injecté pour la région $\eta < 0.8$	84
3.29	Variations des valeurs de l'énergie reconstruite des cellules pour des valeurs croissantes de courant de calibration injecté pour la région $\eta \geq 0.8$	85

3.30	Valeurs moyennes et largeurs des distributions des variations absolues de l'énergie reconstruite des cellules en fonction du courant de calibration injecté en unités d'énergie ($\eta < 0.8$).	86
3.31	Valeurs moyennes et largeurs des distributions des variations absolues de l'énergie reconstruite des cellules en fonction du courant de calibration injecté en unités d'énergie ($\eta \geq 0.8$).	86
3.32	Largeurs des distributions des variations relatives de l'énergie reconstruite des cellules en fonction du courant de calibration injecté.	87
3.33	Variations des paramètres ω_0 et τ_r en fonction de la pseudorapidité ($\eta < 0.8$). . .	90
3.34	Variations des paramètres ω_0 et τ_r en fonction de la pseudorapidité ($\eta \geq 0.8$). . .	90
3.35	Corrélations entre les variations relatives des coefficients $\text{OFCa}^{\text{Phys}}$ entre eux ($\eta < 0.8$).	92
3.36	Corrélations entre les variations relatives des coefficients $\text{OFCa}^{\text{Phys}}$ entre eux ($\eta \geq 0.8$).	93
4.1	Schéma représentatif des cinq paramètres nécessaires à l'identification des traces des particules chargées traversant un champ magnétique.	97
4.2	Illustration simplifiée de l'étape de reconnaissance de forme lors de la reconstruction des traces dans le détecteur interne.	98
4.3	L'algorithme standard "egamma" de reconstruction des électrons.	100
4.4	Distribution de la variable d'isolation pour les leptons du signal et les extra-leptons.	109
4.5	Distribution des extra-électrons <i>non-prompt</i> et faux électrons en fonction de p_T et η	112
4.6	Distributions en fonction de l'impulsion transverse p_T pour tous les jets de b (<i>légers</i>) et pour les jets de b (<i>légers</i>) produisant un électron.	114
4.7	Distributions de la pseudorapidité η pour tous les jets de b (<i>légers</i>) et pour les jets de b (<i>légers</i>) produisant un électron.	114
4.8	Probabilité pour un jet ayant une certaine valeur d'impulsion transverse de produire un électron.	116
4.9	Probabilité pour un jet ayant une certaine valeur en pseudorapidité de produire un électron.	117
4.10	Spectre prédit et mesuré des jets donnant un extra-électron pour des événements $t\bar{t}$ hadroniques.	118
4.11	Distributions de l'impulsion transverse p_T des extra-électrons en fonction de l'impulsion transverse des jets les ayant produits.	118
4.12	Spectre prédit et mesuré des extra-électrons produits dans un lot d'événements $t\bar{t}$ hadroniques.	118
4.13	Spectre prédit et mesuré des jets donnant un extra-électron pour des événements di-jets.	120
4.14	Spectre prédit (jaune) et mesuré (pointillé) des extra électrons en fonction de l'impulsion transverse pour un lot d'événements di-jets.	120
4.15	Distribution de l'impulsion transverse p_T pour les jets venant du lot $t\bar{t}(\mu)$ et di-jet.	121
4.16	Résultats des prédictions pour le lot d'événements di-jets.	122
4.17	Distribution prédite et mesurée en fonction des partons b susceptibles de créer un extra-muon et des extra-muons eux-mêmes pour un lot d'événements di-jets. . .	124
5.1	Diagrammes de Feynman à l'ordre des arbres de production des quarks b	129

TABLE DES FIGURES

5.2	Schéma du processus de production de quarks b , de leur hadronisation et de désintégration.	130
5.3	Schéma de la cascade partonique.	134
5.4	Exemple de l'évolution des fonctions de densité de partons (CTEQ)	134
5.5	Exemple d'hadronisation.	137
5.6	Hadronisation par amas : schéma d'évolution.	137
5.7	Hadronisation à l'aide de modèles de cordes : schéma de l'évolution spatio-temporelle d'une corde.	138
5.8	Comparaison des estimations de la partie non perturbative du processus QCD obtenues à l'aide de différentes méthodes.	141
5.9	Incertitudes systématiques sur les prédictions théoriques de la méthode FONLL pour le calcul de la section efficace du processus inclusif de production de quarks lourds tels que $b/c \rightarrow B/D \rightarrow e$	142
5.10	Section efficace exclusive des désintégrations $B^0 \rightarrow \Psi K^*$ et $B^\pm \rightarrow \Psi K^\pm$ mesurée par l'expérience CDF (run I).	143
5.11	Mesure de section efficace de production de quarks b se désintégrant en muon pour de grandes pseudorapidités, publiée par la collaboration D0.	143
5.12	Résultats expérimentaux proposés des 5.10 et 5.11 comparés aux prédictions FONLL.	144
5.13	Mesure inclusive de la section efficace $B \rightarrow J/\Psi + X$ réalisée par la collaboration CDF (run II).	144
5.14	Mesure inclusive de la section efficace $pp \rightarrow b + X \rightarrow \mu + X'$ publiée par la collaboration CMS.	146
5.15	Mesure de la section efficace différentielle de production indirecte de J/Ψ produits par désintégration de hadrons- b , en fonction de p_T , publié par la collaboration CMS.	146
5.16	Mesure de la section efficace différentielle de production dans le mode exclusif $B^\pm \rightarrow J/\Psi + K^\pm \rightarrow \mu^\pm \mu^\mp K^\pm$, publiée par la collaboration CMS.	147
5.17	Mesure de section efficace publié par les collaborations LHCb et ALICE.	147
5.18	Prédictions théoriques pour la section efficace différentielle des leptons venant de la désintégration des quarks lourds.	149
6.1	Distributions en fonction de l'énergie transverse de l'amas E_T et de la pseudorapidité η des électrons sélectionnés.	158
6.2	Distribution des variables discriminant les électrons du signal de ceux venant du bruit de fond.	161
6.3	Étude de la distribution de f_1 pour données et simulation	165
6.4	Méthode de la matrice, validation : Spectres en E_T et η	166
6.5	Méthode de la matrice, validation : spectres en TR_{frac}	167
6.6	Méthode de la matrice : Spectres en E_T et η	169
6.7	Méthode de la matrice : Spectres en TR_{frac}	170
6.8	Méthode de la matrice : distribution de l'énergie transverse des électrons du signal prédite par la méthode de la matrice en comparaison avec la distribution simulé.	171
6.9	Résidus des pseudo-expériences utilisées pour l'étude du biais observé dans les extractions de la méthode de la matrice	172
6.10	Résidus des pseudo-expériences utilisées pour l'étude du biais observé dans les extractions de la méthode de la matrice	172
6.11	Représentation schématique de la subdivision du plan par l'utilisation de deux variables discriminantes dans le cadre de la méthode des Tuiles.	174

6.12	Méthode des Tuiles, test de validation : densité de probabilité pour la composante hadronique prédites par la méthode	176
6.13	Méthode des Tuiles, test de validation : Spectres en énergie transverse E_T et en pseudorapidité η prédites par la méthode des Tuiles.	177
6.14	<i>méthode des tuiles</i> : densité de probabilité pour la composante hadronique prédites par la méthode	178
6.15	<i>méthode des tuiles</i> : Spectres en énergie transverse E_T et en pseudorapidité η prédits par la méthode et comparaison avec les distribution simulées.	179
6.16	<i>méthode des tuiles</i> : étude biais introduit par l'utilisation des probabilités ϵ_{TR}^h et $\epsilon^h f_1$ venant de la simulation.	181
6.17	<i>méthode des tuiles</i> : biais dû à l'hypothèse de factorisation des pdfs des hadrons .	183
6.18	Distribution de l'énergie transverse de l'amas E_T pour la composante du signal extrait par la <i>méthode des tuiles</i>	184
6.19	Comparaison des résultats venant des deux implémentation de la <i>méthode des tuiles</i>	185
6.20	Efficacité de déclenchement	187
6.21	Association de l'électron <i>tag</i> à l'objet ayant déclenché la chaîne $L1_EMx$	191
6.22	Analyse <i>tag and probe</i> : distributions du nombre de candidats électrons présélectionnés et identifiés en fonction de l'énergie transverse E_T et de la pseudorapidité η	192
6.23	Méthode $T\&P$, test de validation : densités de probabilité pour la composante hadronique. Les spectres extraits de la <i>méthode des tuiles</i> sont comparés avec la vérité au niveau de <i>présélection</i> et d' <i>identification</i>	194
6.24	Méthode $T\&P$, test de validation : nombre d'électrons extraits pour la composante du signal en fonction de E_T au niveau de la <i>présélection</i> et d' <i>identification</i> et comparaison avec la vérité.	195
6.25	Analyse $T\&P$, test de validation : Efficacité d'identification extraite à l'aide de 1000 pseudo-expériences en utilisant la <i>méthode des tuiles</i> basée sur f_1	197
6.26	Analyse $T\&P$, test de validation : Efficacité d'identification extraite à l'aide de 1000 pseudo-expériences en utilisant la <i>méthode des tuiles</i> basée sur E/p	197
6.27	Analyse $T\&P$, test de validation : rapports entre les efficacités extraites des pseudo-expériences et les valeurs vraies.	198
6.28	Analyse $T\&P$, test de validation : étude de l'impact de la contamination des électrons Drell-Yan sur la mesure d'efficacité.	198
6.29	Analyse $T\&P$, test de validation : comparaison des efficacités prédites de la simulation dans le cas de l'analyse <i>standard</i> et de l'analyse $T\&P$	199
6.30	Analyse $T\&P$, résultats finaux : distributions en fonction de l'énergie transverse E_T de la composante du signal extraite aux deux niveaux de sélection par la méthode des Tuiles.	200
6.31	Méthode $T\&P$: comparaison donnée simulation sur les distributions des variables discriminantes utilisées pour les extractions de la composante du signal.	202
6.32	Méthode $T\&P$: Comparaison des densités de probabilité TR_{frac} et f_1 pour la contribution des conversions.	203
6.33	Estimation du biais de la méthode $T\&P$	204
6.34	Efficacités en fonction de E_T et η extraite par la méthode $T\&P$	205
6.35	Méthode $T\&P$: rapport entre l'efficacité extraite des données et de la simulation.	206
6.36	Résolution en énergie des électrons venant des hadrons lourds.	210

TABLE DES FIGURES

6.37	Efficacités de reconstruction et d'identification combinées ($\epsilon_{\text{reco+ID}}$) estimées à l'aide de la simulation.	212
6.38	Fraction des hadrons B en fonction de l'impulsion transverse vraie de l'électron p_T^{true} estimée à l'aide de la simulation.	214
6.39	Efficacité de reconstruction et d'identification, facteur de correction et leur combinaison en fonction de l'impulsion transverse de p_T^{true}	214
6.40	Mesure expérimentale de la section efficace des électrons venant de la désintégration des quarks lourds.	217
6.41	Section efficace différentielle en fonction de l'impulsion transverse des électrons vrais p_T^{true}	218
6.42	Rapport entre les différentes prédictions théoriques et la mesure expérimentale de la section efficace.	219
6.43	Section efficace différentielle en fonction de l'impulsion transverse vraie des leptons p_T^{true} pour les désintégrations en électrons et en muons.	220
6.44	Section efficace différentielle en fonction de l'impulsion transverse vraie des muons p_T^{true} montrant la région à haute impulsion transverse	221

Bibliographie

- [1] S. L. Glashow, *Partial Symmetries of Weak Interactions*, **Nucl. Phys.** **22** (1961) 579–588.
- [2] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, **Phys. Rev. Lett.** **19** (Nov, 1967) 1264–1266.
- [3] A. Salam, *Weak and Electromagnetic Interactions*, . Originally printed in *Svartholm : Elementary Particle Theory, Proceedings Of The Nobel Symposium Held 1968 At Lerum, Sweden*, Stockholm 1968, 367–377.
- [4] G. 't Hooft and M. J. G. Veltman, *Regularization and Renormalization of Gauge Fields*, **Nucl. Phys.** **B44** (1972) 189–213.
- [5] the Particle Data Group, *The Review of Particle Physics*, 2011. <http://pdg.lbl.gov/>.
- [6] Yang, C. N. and Mills, R. L., *Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance*, **Phys. Rev.** **96** (Oct, 1954) 191–195.
- [7] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, and R. P. Hudson, *Experimental test of parity conservation in beta decay*, **Phys. Rev.** **105** (1957) 1413–1414.
- [8] M. Gell-Mann, *Isotopic Spin and New Unstable Particles*, **Phys. Rev.** **92** (1953) 833–834.
- [9] T. Nakano and K. Nishijima, *Charge Independence for V-particles*, **Progress of Theoretical Physics** **10** (1953) no. 5, 581–582.
- [10] M. Gell-Mann, *A Schematic Model of Baryons and Mesons*, **Phys. Lett.** **8** (1964) 214–215.
- [11] A. Pich, *Aspects of Quantum Chromodynamics*, in *Particle Physics*, G. Senjanović & A. Y. Smirnov, ed., pp. 53–+. 2000. [arXiv:hep-ph/0001118](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0001118).
- [12] D. J. Gross and F. Wilczek, *Ultraviolet behavior of non-abelian Gauge theories*, **Phys. Rev. Lett.** **30** (1973) 1343–1346.
- [13] S. Bethke, *The 2009 world average of α_s* , **European Physical Journal C** **64** (Dec., 2009) 689–703, [arXiv:0908.1135](https://arxiv.org/abs/0908.1135) [hep-ph].
- [14] G. Arnison, A. Astbury, B. Aubert, and et al., *Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around 95 GeV/c² at the CERN SPS collider*, **Physics Letters B** **126** (1983) no. 5, 398 – 410.
- [15] G. Arnison, A. Astbury, B. Aubert, C. Bacci, and et al., *Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at sqrt(s) = 540 GeV*, **Physics Letters B** **122** (1983) no. 1, 103 – 116.
- [16] F. Englert and R. Brout, *Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons*, **Physical Review Letters** **13** (1964) no. 9, 321–323.
- [17] J. Goldstone, *Field theories with "< Superconductor "> solutions*, **Il Nuovo Cimento** (1955-1965) **19** (1961) 154–164. 10.1007/BF02812722.

- [18] Makoto Kobayashi and Toshihide Maskawa, *CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*, *Progress of Theoretical Physics* **49** (1973) no. 2, 652–657.
- [19] ALEPH Collaboration, CDF Collaboration, D0 Collaboration, DELPHI Collaboration, L3 Collaboration, OPAL Collaboration, SLD Collaboration, LEP Electroweak Working Group, Tevatron Electroweak Working Group, and SLD electroweak heavy flavour groups, *Precision Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*, ArXiv e-prints (Nov., 2009) , [arXiv:0911.2604 \[hep-ex\]](#).
- [20] the LEP Electroweak Working Group, *the LEP Electroweak Working Group*, 2011.
- [21] S. W. Herb et al., *Observation of a dimuon resonance at 9.5 GeV in 400 GeV proton - nucleus collisions*, *Phys. Rev. Lett.* **39** (1977) 252–255.
- [22] CDF Collaboration Collaboration, F. Abe, H. Akimoto, A. Akopian, and et al., *Observation of Top Quark Production in pp Collisions with the Collider Detector at Fermilab*, *Phys. Rev. Lett.* **74** (Apr, 1995) 2626–2631.
- [23] D0 Collaboration Collaboration, S. Abachi, B. Abbott, M. Abolins, and et al., *Observation of the Top Quark*, *Phys. Rev. Lett.* **74** (Apr, 1995) 2632–2637.
- [24] U. Amaldi, W. De Boer, and H. Furstenau, *Comparison of grand unified theories with electroweak and strong coupling constants measured at LEP*, *Phys. Letters B* **260** (1991) 447–455.
- [25] S. P. Martin, *A Supersymmetry Primer*, [arXiv:hep-ph/9709356](#).
- [26] ALEPH Collaboration, DELPHI Collaboration, L3 Collaboration, OPAL Collaboration, and The LEP Working Group For Higgs Boson Searches, *Search for the Standard Model Higgs boson at LEP*, *Physics Letters B* **565** (July, 2003) 61–75, [arXiv:hep-ex/0306033](#).
- [27] J. Baglio and A. Djouadi, *Predictions for Higgs production at the Tevatron and the associated uncertainties*, *Journal of High Energy Physics* **10** (Oct., 2010) 64–+, [arXiv:1003.4266 \[hep-ph\]](#).
- [28] D. Larson, J. Dunkley, G. Hinshaw, E. Komatsu, M. R. Nolta, C. L. Bennett, B. Gold, M. Halpern, R. S. Hill, N. Jarosik, A. Kogut, M. Limon, S. S. Meyer, N. Odegard, L. Page, K. M. Smith, D. N. Spergel, G. S. Tucker, J. L. Weiland, E. Wollack, and E. L. Wright, *Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Power Spectra and WMAP-derived Parameters*, *APJS* **192** (Feb., 2011) 16–+, [arXiv:1001.4635 \[astro-ph.CO\]](#).
- [29] L. Evans and P. Bryant, *LHC Machine*, *Journal of Instrumentation* **3** (2008) no. 08, S08001.
- [30] The LHC , *LHC Commissioning with Beam*, .
<http://lhc-commissioning.web.cern.ch/lhc-commissioning/>.
- [31] M. Meddahi, *LHC performance. Proceedings, Workshop, Chamonix, France, January 24-28, 2011*, .
- [32] The ATLAS Collaboration, *Charged-particle multiplicities in pp interactions at $\sqrt{s} = 900$ GeV measured with the ATLAS detector at the LHC*, *Physics Letters B* **688** (Apr., 2010) 21–42, [arXiv:1003.3124 \[hep-ex\]](#).
- [33] The ATLAS Collaboration, *Measurement of underlying event characteristics using charged particles in pp collisions at $\sqrt{s} = 900$ GeV and 7 TeV with the ATLAS detector*, ArXiv e-prints (dec, 2010) , [arXiv:1012.0791 \[hep-ex\]](#).
- [34] CERN Press Release, *First beam in the LHC - accelerating science*, .

-
- [35] CERN Press Release, *CERN Bulletin Issue No. 28-29/2011. 28-29/2011*, .
 - [36] The ATLAS collaboration, *ATLAS liquid argon calorimeter : Technical design report*, .
 - [37] The ATLAS Collaboration Collaboration, A. Airapetian et al., *ATLAS calorimeter performance : Technical design report*, .
 - [38] The ATLAS collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, Journal of Instrumentation **3** (2008) S08003.
 - [39] ATLAS Electromagnetic Liquid Argon Endcap Calorimeter Group, *Construction, assembly and tests of the ATLAS electromagnetic end-cap calorimeters*, Journal of Instrumentation **3** (2008) no. 06, P06002.
 - [40] D. M. Gingrich, *Construction, assembly and testing of the ATLAS hadronic end-cap calorimeter*, Journal of Instrumentation **2** (2007) no. 05, P05005.
 - [41] A. Artamonov, D. Bailey, G. Belanger, M. Cadabeschi, T. Y. Chen, V. Epshteyn, and et al, *The ATLAS Forward Calorimeter*, Journal of Instrumentation **3** (2008) no. 02, P02010.
 - [42] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Detector Status*, 2010.
 - [43] G. Aad, B. Abbott, J. Abdallah, and et al., *Luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector at the LHC*, European Physical Journal C **71** (Apr., 2011) 1630–+, [arXiv:1101.2185 \[hep-ex\]](#).
 - [44] The ATLAS Collaboration, *Updated Luminosity Determination in pp Collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV using the ATLAS Detector*, ATLAS Note **ATLAS-CONF-2011-011** (Mar, 2011) .
 - [45] *Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data*, ATLAS Note **ATLAS-PERF-2010-04-002** (Apr, 2011) .
 - [46] N. J. Buchanan, L. Chen, D. M. Gingrich, S. Liu, and et al, *ATLAS liquid argon calorimeter front end electronics*, Journal of Instrumentation **3** (2008) no. 09, P09003.
 - [47] J. Colas and et al, *The LARG Calorimeter Calibration Board*, ATLAS Note **ATL-LARG-2000-006** (2000) .
 - [48] J. Colas and et al, *Electronics calibration board for the ATLAS liquid argon calorimeters*, NIM A 593 **3** (2008) 269–291.
 - [49] A. Bazan and et al, *ATLAS liquid argon calorimeter back end electronics*, Journal of Instrumentation **2** (2007) P06002.
 - [50] J. Prast, *The ATLAS liquid argon calorimeter Read Out Drivers (ROD)*, Journal of Instrumentation **2** (2008) P06002.
 - [51] W. Cleland and E. Stern, *Signal processing considerations for liquid ionization calorimeter in a high rate environment*, NIM A **388** (1984) .
 - [52] M. Citterio, M. Delmastro, and M. Fanti, *A study of the electrical properties and of the signal shapes in the ATLAS Liquid ARGon Accordion Calorimeter using a hardware model*, ATLAS Note **ATL-LARG-2001-018** (2001) .
 - [53] M. Banfi, M. Delmastro, and M. Fanti, *Cell response equalization of the ATLAS electromagnetic calorimeter without the direct knowledge of the ionization signals*, Journal of Instrumentation **1** (2006) no. 08, P08001.
 - [54] M. Aleksa, M. Delmastro, and et al, *ATLAS Combined Test Beam : Computation and Validation of the Electronic Calibration Constants for the Electromagnetic Calorimeter*, ATLAS Note **ATL-LARG-PUB-2006-00** .

- [55] L. Courneyea, D. Dannheim, and et al, *Computation and validation of the electronic calibration constants for the ATLAS Liquid Argon Calorimeter*, ATLAS Note **ATL-LARG-INT-2010-007** .
- [56] The ATLAS collaboration, *LAr public result*, .
- [57] S. Bordoni, M. Delmastro, M. Ridel, and S. Trincaz-Duvoid, *Study of the impact of the typical variations of the electronic calibration constants on the cell reconstructed energies of the LAr barrel electromagnetic calorimeter*, ATLAS Note **ATL-COM-LARG-2010-047** (2010) .
- [58] The ATLAS Collaboration : G. Aad, E. Abat, B. Abbott, J. Abdallah, A. A. Abdelalim, A. Abdesselam, O. Abidinov, B. Abi, M. Abolins, H. Abramowicz, and et al., *Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics*, ArXiv e-prints (2009) , [arXiv:0901.0512 \[hep-ex\]](#).
- [59] R. Fruhwirth, *Application of Kalman filtering to track and vertex fitting*, **Nucl. Instrum. Meth. A** **262** (1987) 444–450.
- [60] V. Kartvelishvili, *Electron bremsstrahlung recovery in ATLAS*, **Nuclear Physics B - Proceedings Supplements** **172** (2007) 208–211. Proceedings of the 10th Topical Seminar on Innovative Particle and Radiation Detectors.
- [61] The ATLAS Collaboration, *Performance of primary vertex reconstruction in proton-proton collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV in the ATLAS experiment*, ATLAS Note **ATLAS-CONF-2010-069** (Jul, 2010) .
- [62] G. Piacquadio, K. Prokofiev, and A. Wildauer, *Primary vertex reconstruction in the ATLAS experiment at LHC*, Journal of Physics : Conference Series **119** (2008) no. 3, 032033.
- [63] W. Waltenberger, R. Frühwirth, and P. Vanlaer, *Adaptive vertex fitting*, Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics **34** (2007) no. 12, N343.
- [64] W. Lampl, S. Laplace, D. Lelas, P. Loch, H. Ma, S. Menke, S. Rajagopalan, D. Rousseau, S. Snyder, and G. Unal, *Calorimeter Clustering Algorithms : Description and Performance*, ATLAS Note **ATL-LARG-PUB-2008-002**. **ATL-COM-LARG-2008-003** (Apr, 2008) .
- [65] The ATLAS Collaboration, *Expected electron performance in the ATLAS experiment*, ATLAS Note **ATL-PHYS-PUB-2011-006** (Apr, 2011) .
- [66] M. Aharrouche, C. Anastopoulos, V. Dao, F. Derue, F. Dudziak, O. Fedin, D. Fournier, T. Theveneaux-Pelzer, and et al, *Electron performance in the ATLAS experiment*, ATLAS Note **ATL-COM-PHYS-2010-208** (Apr, 2010) .
- [67] The ATLAS Collaboration, *ATLAS detector and physics performance : Technical Design Report, 1*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1999. Electronic version not available.
- [68] N. Kerschen and A. Schaffer, *Electron performance of the ATLAS detector using the $J/\Psi \rightarrow ee$ decays*, ATLAS Note **ATL-PHYS-INT-2010-124** (Nov, 2010) .
- [69] *Muon Performance in Minimum Bias pp Collision Data at $\sqrt{s}=7$ TeV with ATLAS*, ATLAS Note **ATLAS-CONF-2010-036** (Jul, 2010) .
- [70] *Muon reconstruction efficiency in reprocessed 2010 LHC proton-proton collision data recorded with the ATLAS detector*, ATLAS Note **ATLAS-CONF-2011-063** (Apr, 2011) .

-
- [71] E. Coniavitis, M. Dam, and et al., *Reconstruction, Energy Calibration, and Identification of Hadronically Decaying Tau Leptons*, ATLAS Note **ATLAS-COM-CONF-2011-057** (Mar, 2011) .
 - [72] *Properties of Jets and Inputs to Jet Reconstruction and Calibration with the ATLAS Detector Using Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, ATLAS Note **ATLAS-CONF-2010-053** (Jul, 2010) .
 - [73] C. Buttar, J. D'Hondt, M. Kramer, G. Salam, M. Wobisch, N. E. Adam, V. Adler, and et al, *Standard Model Handles and Candles Working Group : Tools and Jets Summary Report*, ArXiv e-prints (2008) , [arXiv:0803.0678 \[hep-ph\]](#).
 - [74] G. P. Salam and G. Soyez, *A practical seedless infrared-safe cone jet algorithm*, *Journal of High Energy Physics* **5** (May, 2007) 86–+, [arXiv:0704.0292 \[hep-ph\]](#).
 - [75]
 - [76] The Atlas Collaboration Collaboration, L. Asquith, B. Brelier, and et al., *Performances of the jet Algorithms in the ATLAS Detector*, .
 - [77] S. D. Ellis and D. E. Soper, *Successive combination jet algorithm for hadron collisions*, *Phys. Rev. D* **48** (1993) , [arXiv:hep-ph/9305266](#).
 - [78] M. Wobisch and T. Wengler, *Hadronization Corrections to Jet Cross Sections in Deep-Inelastic Scattering*, ArXiv High Energy Physics - Phenomenology e-prints (1999) , [arXiv:hep-ph/9907280](#).
 - [79] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, *The anti- k_t jet clustering algorithm*, *Journal of High Energy Physics* **4** (2008) , [arXiv:0802.1189 \[hep-ph\]](#).
 - [80] *Reconstruction and Calibration of Missing Transverse Energy and Performance in Z and W events in ATLAS Proton-Proton Collisions at 7 TeV*, ATLAS Note **ATLAS-CONF-2011-080** (Jun, 2011) .
 - [81] S. Bordini, A. Doxiadis, M. Ridel, S. Trincaz-Duvoud, and I. Van Vulpen, *Monte Carlo study of isolated leptons in multi-jet events*, ATLAS Note **ATL-PHYS-INT-2010-011** (Jan, 2010) .
 - [82] S. Frixione, F. Stoeckli, P. Torrielli, B. Webber, and C. White, *The MC@NLO Package*, .
 - [83] Sjostrand , T and Mrenna, S and Skands, P, *PYTHIA 6.4 physics and manual*, *JHEP* **05** (2006) 026.
 - [84] O. Fedin and et al.
 - [85] V. P. Andreev, *B production at the LHC / QCD aspects*, ArXiv e-prints (June, 2007) , [arXiv:0706.1789 \[hep-ex\]](#).
 - [86] P. Nason, S. Dawson, and R. Ellis, *The Total Cross-Section for the Production of Heavy Quarks in Hadronic Collisions*, *Nucl.Phys.* **B303** (1988) 607.
 - [87] M. Seymour, *Quantum ChronoDynamics*, CERN-PH-TH/2005-083, hep-ph/0505192 .
 - [88] R. Ellis, W. Stirling, and B. Webber, *QCD and Collider Physics*. Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1996.
 - [89] P. Nason, S. Dawson, and R. Ellis, *The Total Cross-Section for the Production of Heavy Quarks in Hadronic Collisions*, *Nucl. Phys.* **B303** (1988) 607.
 - [90] P. Nason, S. Dawson, and R. Ellis *Nucl. Phys.* **B327**, 49 (1989) .
 - [91] W. Beenakker, H. Kuijf, v. d. van Neerven, and J. Smith *Phys. Rev. D* **40**, 54 (1989) .
 - [92] W. Beenakker, W. van Neerven, and et al. *Nucl. Phys.* **B351**, 507 (1991) .

- [93] M. A. Dobbs, S. Frixione, and Laenen [arXiv:hep-ph/0403045](#).
- [94] Altarelli, G. and Parisi, G. Phys Lett B126, 298 (1997) .
- [95] G. Corcella, I.G. Knowles, G. Marchesini, S. Moretti, K. Odagiri, P. Richardson, M.H. Seymour and B.R. Webber JHEP **0101** (2001) 010.
- [96] CTEQ Collaboration, *The Coordinated Theoretical-Experimental Project on QCD*, <http://www.phys.psu.edu/~cteq/>.
- [97] R. S. Thorne, A. D. Martin, W. J. Stirling, and G. Watt, *Status of MRST/MSTW PDF sets*, [arXiv:0907.2387 \[hep-ph\]](#).
- [98] Gribov, V.N. and Lipatov, L.N. Sov. J. Nucl. Phys 15, 438 (1972) .
- [99] G. Altarelli and G. Parisi, *Asymptotic Freedom in Parton Language*, [Nucl. Phys. B126 \(1977\) 298](#).
- [100] Y. L. Dokshitzer, *Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and e^+e^- Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics*, Sov. Phys. JETP **46** (1977) 641–653.
- [101] D. S. J. Pumplin and et al., *New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis*, [arXiv:0201195v3 \[hep-ph\]](#).
- [102] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt, and P. M. Zerwas, *Scaling violations in inclusive e^+e^- annihilation spectra*, Phys. Rev. D **27** (Jan, 1983) 105–111.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.27.105>.
- [103] P. D. B. Collins and T. Spiller, *The fragmentation of heavy quarks*, Journal of Physics G : Nuclear Physics **11** no. 12, .
- [104] V. G. Kartvelishvili, A. K. Likhoded, and V. A. Petrov Phys. Lett. **B78** (1978) 615.
- [105] B. Andersson, G. Gustafson, and C. Peterson, *A semiclassical model for quark jet fragmentation*, Zeitschrift für Physik C Particles and Fields **1** (1979) 105–116.
10.1007/BF01450386.
- [106] A. Petersen, G. S. Abrams, and et al. Phys. Rev. Lett. **55** (1985) no. 19, 1954–1957.
- [107] M. G. Bowler, *e^+e^- Production of Heavy Quarks in the String Model*, [Zeit. Phys. C11 \(1981\) 169](#).
- [108] CDF Collaboration Collaboration, T. Aaltonen, J. Adelman, and et al, *Measurement of ratios of fragmentation fractions for bottom hadrons in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, Phys. Rev. D **77** (Apr, 2008) 072003.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.77.072003>.
- [109] Prudnikov, A.P. and Brychkov, Yu. A. and Marichev, O. I. 1989.
- [110] E. Ben-Haim, *La fonction de fragmentation du quark b , du LEP au TeVatron*, .
- [111] J. Abdallah, P. Abreu, W. Adam, P. Adzic, T. Albrecht, R. Alemany-Fernandez, T. Allmendinger, P. P. Allport, U. Amaldi, N. Amapane, and et al., *A study of the b -quark fragmentation function with the DELPHI detector at LEP I and an averaged distribution obtained at the Z Pole*, European Physical Journal C **71** (Feb., 2011) 1557–+, [arXiv:1102.4748 \[hep-ex\]](#).
- [112] Amati, D and Veneziano, G Phys Lett B83, 87 (1979) .
- [113] Wilson and G. Kenneth, *Confinement of quarks*, Phys. Rev. D **10** (Oct, 1974) 2445–2459.
- [114] M. Cacciari, M. Greco and P. Nason, *The $p(T)$ spectrum in heavy-flavour hadroproduction*, [arXiv :hep-ph/9803400](#), JHEP **9805** (1998) 007.

-
- [115] M. Cacciari and P. Nason, *Is There a Significant Excess in Bottom Hadroproduction at the Tevatron ?*, Physical Review Letters **89** (Aug., 2002) 122003, [arXiv:hep-ph/0204025](#).
 - [116] M. Backes, P. Bell, S. Bordini, and et al., *Measurement of the inclusive electron cross-section from the decays of heavy flavour hadrons in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV : Supporting Document*, ATLAS Note **ATL-COM-PHYS-2011-164** (February 2011) .
 - [117] P. Nadolsky and et al., *Implications of CTEQ global analysis for collider observables*, arXiv :0802.0007, Phys.Rev. **D78** (2008) 013004.
 - [118] A.D. Martin, W.J. Stirling, R.S. Thorne and G. Watt, *Parton distributions for the LHC*, arXiv :0901.0002v3 [hep-ph], Eur.Phys.J. **C63** (2009) 189–285.
 - [119] The H1 and ZEUS Collaborations, F.D. Aaron and et al., *Combined Measurement and QCD Analysis of the Inclusive $e^+ p$ Scattering Cross Sections at HERA*, arXiv :0911.0884 [hep-ex], JHEP **1001** (2010) 109.
 - [120] H.L. Lai, *Uncertainty induced by QCD coupling in the CTEQ global analysis of parton distributions*, arXiv :1004.4624, Phys.Rev. **D82** (2010) 054021.
 - [121] M. Cacciari, P. Nason and C. Oleari, *A Study of heavy flavored meson fragmentation functions in e^+e^- annihilation*, arXiv :hep-ph/0510032, JHEP **0604** (2006) 006.
 - [122] UA1 Collaboration, C. Albajar and et al. Phys. Lett. B186 **273** (1987) .
 - [123] UA1 Collaboration, C. Albajar and et al. Phys. Lett. B256 **121** (1991) .
 - [124] P.Nason, S. Dawson, R.K.Ellis Nucl. Phys. B303 **607** (1988) .
 - [125] P.Nason, S. Dawson, R.K.Ellis Nucl. Phys. B327 **49**, et erratum-ibid. **B335** (1989) **260** (1989) .
 - [126] W.Beenakker and et al. Nucl. Phys. B351 **507** (1991) .
 - [127] M.L. Mangano, *The saga of bottom production in pp-bar collisions*, AIP, Conf. Proc **753** (2005) .
 - [128] F. Abe, D. Amidei, and et al., *Measurement of the B -meson and b -quark cross sections at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV using the exclusive decay $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$* , Phys. Rev. Lett. **68** (Jun, 1992) 3403–3407. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.68.3403>.
 - [129] The CDF collaboration Collaboration, D. Acosta and et al Phys. Rev. D 65 **052005** (2002) .
 - [130] The D0 collaboration Collaboration, B.Abbott and et al. Phys. Rev. Lett. 84 **5478** (2000) .
 - [131] Nason,P and Oleari, C Nucl. Phys. B 565 **254** (2000) .
 - [132] The CMS collaboration CMS PAS BPH-10-007 (2010) .
 - [133] The CMS collaboration arXiv :1011.4193v1 [hep-ex] (2010) .
 - [134] H. Jung Computer Physics Communications **143** (2002) 100–111, [arXiv:hep-ph/0109102](#).
 - [135] The CMS collaboration arXiv :1101.0131 [hep-ex] (2011) .
 - [136] The LHCb collaboration arXiv :1009.2731v2 [hep-ex] (2010) .
 - [137] J.M. Campbell, K. Ellis, *MCFM - Monte Carlo for FeMtobarn process*, .
 - [138] J. Campbell and R. K. Ellis, *Next-to-leading order corrections to $W+2$ jet and $Z+2$ jet production at hadron colliders*, [arXiv:hep-ph/0202176](#).

- [139] A. Dainese and for the ALICE Collaboration, *Measurement of heavy-flavour production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with ALICE*, ArXiv e-prints (Dec., 2010) , [arXiv:1012.4036 \[hep-ex\]](#).
- [140] The ATLAS Collaboration, *Measurements of the electron and muon inclusive cross-sections in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, ArXiv e-prints (Sept., 2011) , [arXiv:1109.0525 \[hep-ex\]](#).
- [141] EgammaGoodRunLists webpage.
- [142] The ATLAS collaboration Collaboration, G. Aad et al., *ATLAS Monte Carlo tunes for MC09*, ATLAS Note **ATL-PHYS-PUB-2010-002** .
- [143] The GEANT4 Collaboration, S. Agnostinelli and et al., *GEANT4 : A simulation toolkit*, NIM **A506** (2003) 250.
- [144] S. P. Baranov and M. Smizanska, *Beauty production overview from Tevatron to LHC*, Phys. Rev. **D62** (2000) .
- [145] Frixione, S and Nason, P and Oleari, C, *Matching NLO QCD computations with Parton Shower simulations : the POWHEG method*, arXiv :0709.2092 [hep-ph], JHEP **0711** (2007) 070.
- [146] J. M. Butterworth, J.R. Forshaw and M. H. Seymour, *Multiparton interactions in photoproduction at HERA*, Z. Phys. **C72** (1996) 637–646.
- [147] G. Aad, B. Abbott, J. Abdallah, A. A. Abdelalim, A. Abdesselam, O. Abdinov, B. Abi, M. Abolins, H. Abramowicz, H. Abreu, and et al., *Readiness of the ATLAS liquid argon calorimeter for LHC collisions*, European Physical Journal C **70** (Dec., 2010) 723–753, [arXiv:0912.2642 \[physics.ins-det\]](#).
- [148] The ATLAS collaboration, *Invariant mass distribution of jet pairs produced in association with a leptonically decaying W boson in the ATLAS experiment with 1.02 fb⁻¹*, ATLAS Note **ATLAS-COM-CONF-2011-114** (Jul, 2011) .
- [149] T. Vu Anh, *Data-driven extraction of electron contributions*, ATLAS Note **ATL-PHYS-INT-2010-034** (Apr, 2010) .
- [150] The ATLAS Collaboration, *Observation of inclusive electrons in the ATLAS experiment at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, ATLAS Note **ATL-CONF-2010-073** .
- [151] The ATLAS Collaboration, *Background Estimation for Inclusive SUSY Searches - The Tiles Method*, ATLAS Note **ATL-PHYS-PUB-2009-077** (Juin 2009) .
- [152] The ATLAS collaboration, *Study of the Material Budget in the ATLAS Inner Detector with K0s decays in collision data at $\sqrt{s} = 900$ GeV*, ATLAS Note **ATLAS-CONF-2010-019** .
- [153] *Photon Conversions at $\sqrt{s} = 900$ GeV measured with the ATLAS Detector*, ATLAS Note **ATLAS-CONF-2010-007** (Jun, 2010) .
- [154] The ATLAS Collaboration, *ATLAS egamma recommendations on electron energy scale and resolution*, .
- [155] B. Efron and R. J. Tibshirani, *An Introduction to the Bootstrap*. Chapman & Hall, New York, NY, 1993.
- [156] O. Arnaez and D. Froidevaux, *Electron efficiency measurements using ATLAS 2010 data at $\sqrt{s} = 7$ TeV : Supporting note for the 2010 egamma paper*, ATLAS Note **ATL-COM-PHYS-2011-322** (Mar, 2011) .

-
- [157] The ATLAS Collaboration, *Expected electron performance in the ATLAS experiment*, ATLAS Note **ATL-PHYS-INT-2010-126** .
- [158] the CDF collaboration Collaboration, B. C., *Uncertainties on Efficiency*, CDF/MEMO/STATISTICS/PUBLIC/7168 .
- [159] Antonelli,M and Baroncelli,T and Ceradini,F and Di Micco,B. and Farilla,A and Franchino,S and Iodice,M. and Orestano, D and Petrucci, F, *Measurement of the muon inclusive cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, ATLAS Note **ATL-COM-PHYS-2011-159** .
- [160] V. Blobel, *An Unfolding Method for High Energy Physics Experiments*, ArXiv High Energy Physics - Experiment e-prints (Aug., 2002) , [arXiv:hep-ex/0208022](#).
- [161] A. Hocker, V. Kartvelishvili, *SVD Approach to Data Unfolding*, NIM **A372** (1996) 469.
- [162] G. D'Agostini, *A multidimensional unfolding method based on Bayes' theorem*, NIM **A362** (1995) 487.
- [163] G. Choudalakis ArXiv e-prints (2011) , [arXiv:1104.2962 \[hep-ex\]](#).
- [164] A. Ahmad, J. Alison, A. Arnaez, and et al, *W to e nu and Z to ee Observations supporting note.*, ATLAS Note **ATL-PHYS-INT-2010-108** (Sep, 2010) .
- [165] M. Cacciari, S. Frixione, M. L. Mangano, P. Nason and G. Ridolfi, *QCD analysis of first b cross section data at 1.96-TeV*, arXiv :hep-ph/0312132, JHEP **0407** (2004) 033.
- [166] The ATLAS Collaboration, *ATLAS egamma recommendations on electron identification efficiencies*, .